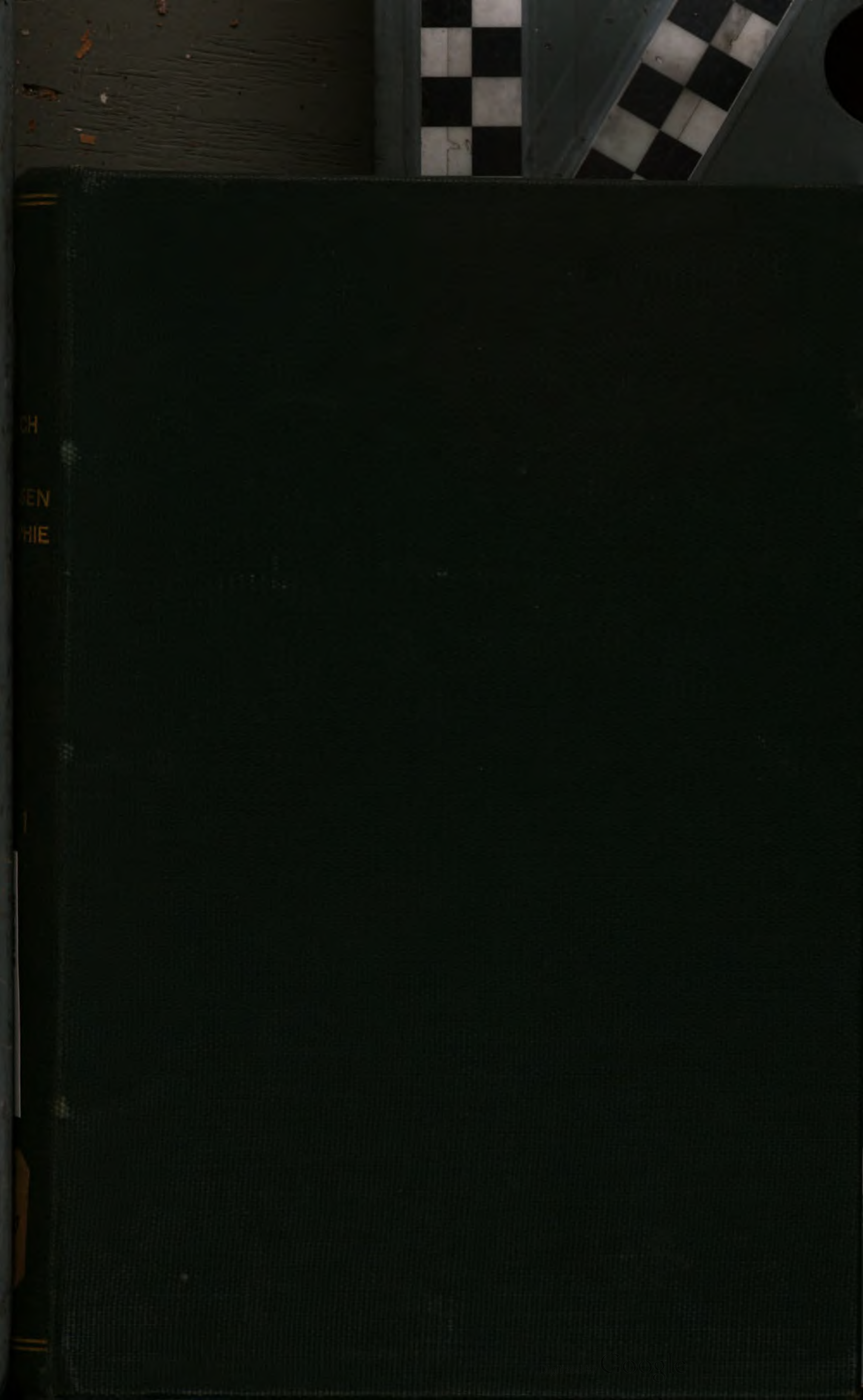



SIGILLVM · VNIVERSITATIS · CALIFORNIENSIS
FIAT LVX
MDCCCLXVIII
EX LIBRIS


Digitized by Google


Digitized by Google

Januar 1921. Heft 1.

Jahrbuch

Zeitschrift für

drahtlose Telegraphie und Telephonie

sowie für das Gesamtgebiet der

Hochfrequenztechnik.

Unter Mitarbeit
von

Prof. M. Abraham, Dr. Graf v. Arco (Berlin), Prof. Dr. L. W. Austin (Washington), Prof. Barkhausen (Dresden), Dr. W. Burstyn (Berlin), Reg.-Rat Eales (Groß-Lichterfelde), Dr. A. Esau (Berlin), Dr. Lee de Forest (New York), Prof. Josef Geitler (Graz), Ingenieur W. Hahnemann (Kiel), Prof. Kiebitz (Berlin), Dr. A. Meissner (Berlin), Dr. H. G. Möller (Hamburg), Dr. E. Nesper (Wien), Ingenieur Dr. Vald. Poulsen (Kopenhagen), Dr. Rottgardt (Berlin), Oberingenieur Scheller (Berlin), Prof. Sommerfeld (München), Prof. Freiherr Rausch v. Traubenberg (Göttingen)

und unter besonderer Mitwirkung von

Prof. Dr. Dr. ing. h. c. Max Wien und **Prof. Dr. J. Zenneck**

herausgegeben von

Prof. Dr. Heinr. Faßbender



Berlin W.
Verlag von M. Krayn.
1921.

Monatlich erscheint ein Heft. 6 Hefte bilden einen Band.
Preis des Bandes ℳ 40.—. Porto für die direkte Zusendung im Inlande ℳ 2.40, nach dem Auslande mit Valutazuschlag. Preis des Heftes ℳ 7.—.
Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an.

Jahrbuch

Zeitschrift für

drahtlose Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der

Hochfrequenztechnik

Unter Mitarbeit

von

Prof. Dr. **M. Abraham**, Dr. h. c. Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. Dr. **L. W. Austin** (Washington), Prof. Dr. **Barkhausen** (Dresden), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Ober-Reg.-Rat Dipl.-Ing. **H. Eales** Berlin-Lichterfelde), Dr. **A. Esau** (Berlin), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef Geitler** (Graz), Ingenieur **W. Hahnemann** (Kiel), Prof. **Kiebitz** (Berlin), Dr. **A. Meissner** (Berlin), Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Dr. **E. Nesper** (Wien), Ingenieur Dr. **Vald. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **Sommerfeld** (München), Prof. Dr. **Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Göttingen)

und unter besonderer Mitwirkung

von

Prof. Dr. Dr. ing. h. c. Max Wien und **Prof. Dr. J. Zenneck**

herausgegeben

von

Prof. Dr. Heinr. Faßbender

Siebzehnter Band

Mit 157 Figuren und 1 Tafel im Text



BERLIN W.
VERLAG VON M. KRAYN
1921

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Inhaltsverzeichnis.

(R. = Referate; M. = Mitteilungen aus der Praxis.)

Autorenverzeichnis.

Sachregister.

(Nach Stichwörtern der Überschriften geordnet.)

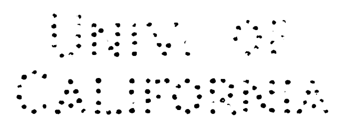
Patentschau von H. Eales.

Literaturverzeichnis.

Bücherbesprechungen und Bücherschau.

Kurze Mitteilungen.

Jahrbuch



Zeitschrift für

drahtlose Telegraphie und Telephonie

Band 17. Januar 1921. Heft 1.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: *Prof. Dr. H. Faßbender Berlin-Charlottenburg, Königsweg 24,* zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Abonnements und Inserate sind an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39* zu richten.

Zur Theorie der magnetischen Frequenzwandler.[1])

Von J. Zenneck.[2])

I. Anordnung.

Die wohlbekannte Anordnung, auf welche sich die folgenden theoretischen Überlegungen beziehen, ist in Fig. 1 dargestellt. Sie besteht aus 2 Eisenkernen *a* und *b*, von denen jeder 3 Wicklungen trägt:

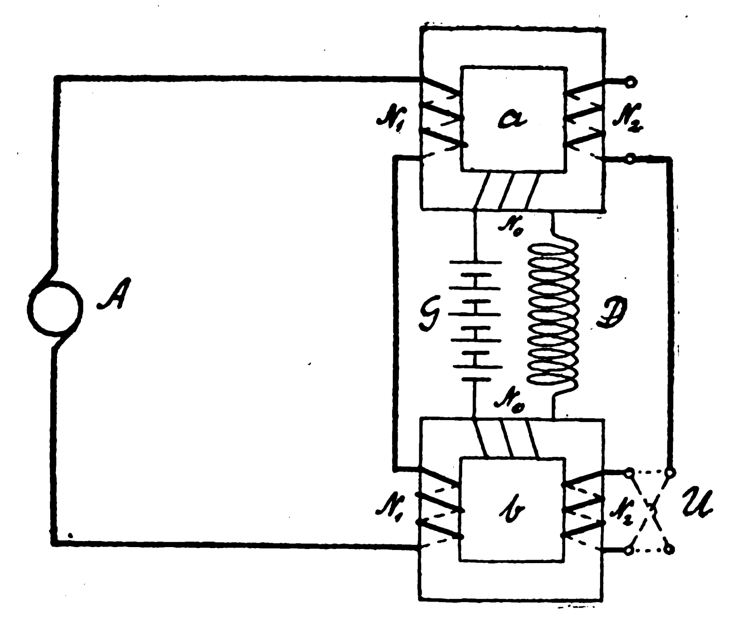


Fig. 1.

eine Primärwicklung N_1, eine Gleichstromwicklung N_0 und eine Sekundärwicklung N_2. Die beiden Primärspulen N_1 befinden sich in Serie im Stromkreis des Hochfrequenzgenerators A. Die Gleichstromwick-

1) Vortrag vor dem Institute of Radio Engineeers, New York, in der Sitzung am 1. September 1915. Verkürzt nach Proc. Inst. Radioeng. 8, S. 468—92, 1920. Der englische Text wurde unmittelbar nach dem Vortrag gesetzt, die Veröffentlichung ist mir aber verboten worden.

2) (Bemerkung bei der Übersetzung.) Zur Zeit, als ich den vorliegenden Vortrag ausarbeitete, war mir die deutsche Literatur schwer zugänglich. Es wäre zu nennen gewesen

bezüglich der Verhältnisse in Kondensatorkreisen mit Eisenkernspulen H. Barkhausen, Verh. Phys. Ges. XI, S. 267, 1909, O. Martienssen,

lungen werden durch eine Gleichstromquelle G gespeist, deren Stromkreis eine Drosselspule D enthält. Der Wicklungssinn von N_1 und N_0 ist derartig, daß das magnetische Gleichstromfeld der Wicklung N_0 im Kerne b dem Wechselfeld der Wicklung N_1 entgegenwirkt, wenn im selben Moment die entsprechenden Felder im Kerne a dieselbe Richtung haben. Die Sekundärwicklungen N_2 können durch einen Umschalter U entweder hinter oder gegen einander geschaltet werden.

II. Annahmen.

1. Der Selbstinduktionskoeffizient der Drosselspule D soll so groß sein, daß in dem Gleichstromkreis kein Hochfrequenzstrom von merklicher Amplitude fließt.

2. Größe und Material der beiden Eisenkerne sollen gleich sein. Ebenso sollen die entsprechenden Wicklungen auf den beiden Kernen dieselbe Windungszahl haben.

3. Die magnetische Induktion $\mathfrak{B}$ in den Eisenkernen a und b soll sich in ihrer Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke $\mathfrak{H}$ durch eine Beziehung der Form

$$\mathfrak{B} = s\,\mathfrak{H} - s'\,\mathfrak{H}^3 \tag{1}$$

darstellen lassen, worin s und s' Konstante der Eisensorte sind.

Der magnetische Induktionsfluß Φ_a bzw. Φ_b ist proportional $\mathfrak{B}$ und die magnetische Feldstärke $\mathfrak{H}$ proportional der Amperewindungszahl F_a bzw. F_b; man kann deshalb schreiben

$$\left.\begin{aligned} \Phi_a &= p\,F_a - q\,F_a^{\,3} \\ \Phi_b &= p\,F_a - q\,F_b^{\,3} \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

worin b und q Konstante sind.

Die Kurve, die dieser Gleichung entspricht, hat ein Maximum für

$$\left.\begin{matrix} F_a \\ F_b \end{matrix}\right\} = \sqrt{\frac{p}{3q}} = S$$

Phys. Ztschr. 11, 448—460, 1910, Elektrot. Ztschr. 31, 204—6, 1910; 35, 135, 1914,

bezüglich der unbelasteten Frequenzwandler: L. Dreyfuß, „Die analytische Theorie des statischen Frequenzverdopplers bei Leerlauf", Arch. für Elektrotechnik 2, 343—71, 1914.

Spätere Literatur über Kondensatorkreise mit Eisenkernspulen: W. Petersen, Elektrot. Ztschr. 36, 353, 366, 383, 1915. J. Biermanns, Arch. f. Elektrotechnik 3, 345—353, 1915. H. Starke, Phys. Ztschr. 18, 6—13, 1917. H. Görges, Elektrot. Ztschr. 39, 101—5, 1918.

und darf deshalb unter keinen Umständen über diesen Punkt hinaus benützt werden. Es muß also stets

$$\left.\begin{matrix} F_a \\ F_b \end{matrix}\right\} \leqq S \tag{3}$$

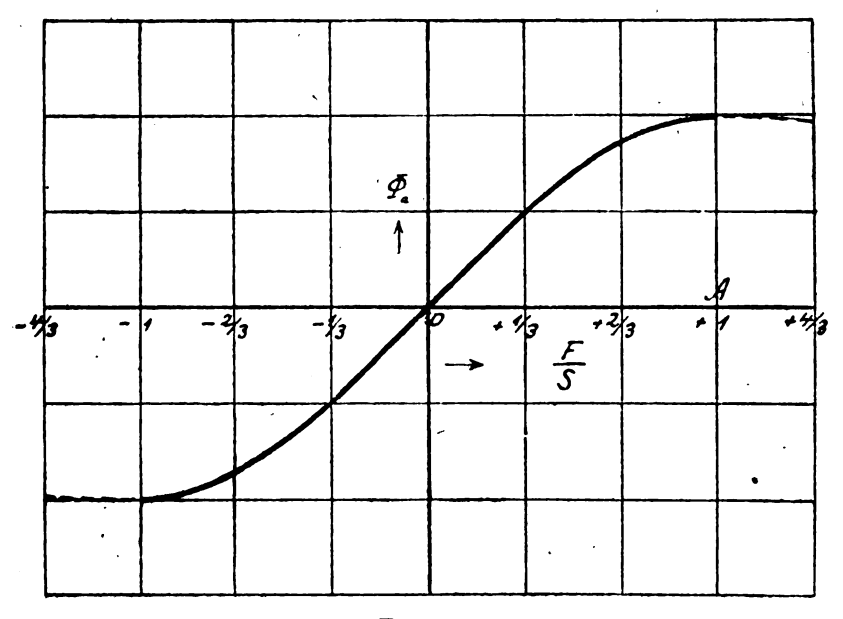


Fig. 2.

sein. Setzt man den Wert S in Gleichung (2) ein, so erhält man

$$\Phi_a = p\, F_a \left[1 - \frac{1}{3}\left(\frac{F_a}{S}\right)^2\right]; \quad \Phi_b = p\, F_b \left[1 - \frac{1}{3}\left(\frac{F_b}{S}\right)^2\right] \tag{4}$$

und die Kurve Fig. 2.

III. Sekundäre elektromotorische Kraft bei unbelastetem Frequenzwandler.

Sind die sekundären Wicklungen von Fig. 1 offen, so ist die magnetische Feldstärke in den Eisenkernen durch den primären Wechselstrom i_1 und den Gleichstrom J_0 bestimmt, d. h. es ist

$$F_a = N_1\, i_1 + N_0\, J_0\,, \qquad F_b = N_1\, i_1 - N_0\, J_0 \tag{5}$$

Der Primärstrom i_1 soll als sinusförmig vorausgesetzt werden, d. h.

$$i_1 = J_1 \sin \omega t \tag{6}$$

Diese Annahme ist keineswegs harmlos, da im vorliegenden Falle auch dann, wenn die elektromotorische Kraft des Hochfrequenzgenerators vollständig sinusförmig wäre, die im Primärkreis induzierte Spannung eine dritte Harmonische erhält, deren Amplitude von derselben Größenordnung werden kann, wie diejenige der E.M.K. des Generators.

Unter den vorliegenden Verhältnissen läßt sich Sinusförmigkeit des Primärstromes kaum anders erreichen als dadurch, daß man in den Primärkreis einen Kondensator C_1 und eine Selbstinduktion L_1

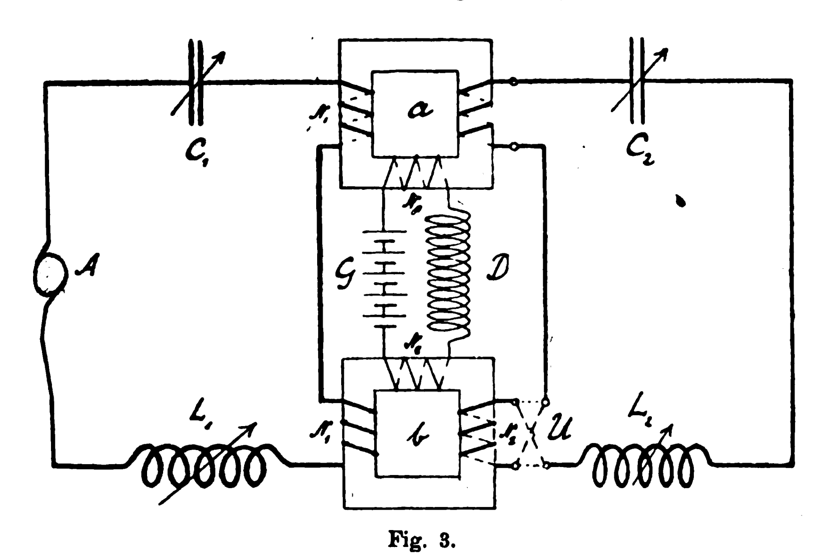


Fig. 3.

einschaltet (Fig. 3) und die Dimensionen derselben so wählt, daß der Primärkreis mindestens annähernd in Resonanz ist mit der Frequenz des Generators. Die Gültigkeit der Gleichung (6) und alles Folgenden ist auf diesen Fall beschränkt.

a) Schaltet man die Sekundärwicklungen hintereinander, so ist die in ihnen induzierte E.M.K. e_2 bestimmt durch die Beziehung

$$e_2 = -N_2 \frac{d}{dt}(\Phi_a + \Phi_b)$$

Nun ist nach den Gleichungen (4), (5) und (6)

$$\Phi_a = p(N_1 i_1 + N_0 J_0)\left\{1 - \frac{1}{3}\left(\frac{N_1 i_1 + N_0 J_0}{S}\right)^2\right\}$$

$$\Phi_b = p(N_1 i_1 - N_0 J_0)\left\{1 - \frac{1}{3}\left(\frac{N_1 i_1 - N_0 J_0}{S}\right)^2\right\}$$

und demnach

$$\Phi_a + \Phi_b = 2p\,N_1\,J_1 \sin\omega t \left\{1 - \left(\frac{N_0\,J_0}{S}\right)^2 - \frac{1}{3}\left(\frac{N_1\,J_1 \sin\omega t}{S}\right)^2\right\}$$

oder nach einfacher trigonometrischer Umformung

$$\Phi_a + \Phi_b = 2p\,N_1\,J_1 \left\{1 - \left(\frac{N_0\,J_0}{S}\right)^2 - \frac{1}{4}\left(\frac{N_1\,J_1}{S}\right)^2\right\} \sin\omega t$$
$$- \frac{p}{6}\,S\left(\frac{N_1\,J_1}{S}\right)^3 \sin 3\,\omega t$$

Es wird also

$$e_2 = -2p\,\omega\,N_1\,N_2\,J_1 \left\{1 - \left(\frac{N_0\,J_0}{S}\right)^2 - \frac{1}{4}\left(\frac{N_1\,J_1}{S}\right)^2\right\} \cos\omega t\,.$$
$$+ \frac{1}{2}p\,\omega\,N_2\,S\left(\frac{N_1\,J_1}{S}\right)^3 \cos 3\,\omega t$$

Man erhält also außer einer E.M.K. von der Frequenz des Generators noch eine E.M.K. von 3 mal größerer Frequenz, und die Anordnung kann zur Verdreifachung der Frequenz dienen.

Die Amplitude der E.M.K. von der dreifachen Frequenz ist proportional der 3. Potenz der Amplitude des Primärstromes, hängt aber unter den gemachten Voraussetzungen von dem Gleichstrom überhaupt nicht ab. Die Wirkung des Gleichstroms würde danach nur die sein, die Amplitude der unerwünschten Komponente von der Generatorfrequenz herabzudrücken, ohne daß es indessen wegen der Beschränkung von Gleichung (3) möglich wäre, diese Amplitude auf 0 zu bringen.

b) Werden die beiden Sekundärspulen gegeneinander geschaltet, so gilt für die in ihnen induzierte E.M.K.

$$e_2 = -N_2\,\frac{d}{d\,t}\,(\Phi_a - \Phi_b)$$

Das geht nach einer ähnlichen Umformung wie oben über in

$$e_2 = 2p\,\omega\,N_2\,\varphi\left(\frac{N_0\,J_0}{S}\right)\left(\frac{N_1\,J_1}{S}\right)^2 \sin 2\,\omega t \tag{7}$$

Aus dieser Beziehung folgt vor allem, daß, solange der Primärstrom rein sinusförmig ist, die sekundäre E.M.K. ebenfalls Sinusform, aber eine doppelt so große Frequenz wie der Primärstrom besitzt. Die Anordnung stellt also eine Methode zur Frequenzverdoppelung dar, und zwar eine ideale insofern, als in der sekundären E.M.K. weder eine Komponente von der Primärfrequenz noch auch Harmonische ent-

halten sind.[1]) Gleichung (7) zeigt ferner, daß der Gleichstrom für die Erzeugung dieser E.M.K. doppelter Frequenz unbedingt notwendig ist. Ein Ausschalten des Gleichstromes würde auch diese sekundäre E.M.K. zum Verschwinden bringen.

IV. Der Primärstrom bei unbelastetem Frequenzwandler.

Im folgenden soll der Primärstrom i_1 in seiner Abhängigkeit von der Spannung e_1 des Generators bei unbelastetem Sekundärkreis berechnet werden für den Fall, daß der Primärkreis mindestens annähernd in Resonanz ist mit der Frequenz des Generators, so daß die Amplituden der Harmonischen des Primärstromes zu vernachlässigen sind gegen diejenigen der Grundschwingung.[2])

Es ist dann wieder

$$i_1 = J_1 \sin \omega t$$

und wenn man

$$e_1 = E_1 \sin (\omega t + \varphi)$$

setzt, so ist die Aufgabe die, die Amplitude J_1 und die Phasendifferenz φ zu berechnen.

a) Die Differentialgleichung für den Primärkreis von Fig. 3 ist

$$R_1 \frac{d i_1}{d t} + L_1 \frac{d^2 i_1}{d t^2} + N_1 \frac{d^2}{d t^2} (\Phi_a + \Phi_b) + \frac{i_1}{C_1} = \frac{d e_1}{d t} \tag{8}$$

Sie liefert unter der eben gemachten Voraussetzung und bei Benützung der Werte in IIIa

$$J_1 = \frac{E_1}{\sqrt{R_1^2 + \left[\omega \left(L_1 + L_1' \left\{1 - \left(\frac{N_0 J_0}{S}\right)^2 - \frac{1}{4}\left(\frac{N_1 J_1}{S}\right)^2\right\}\right) - \frac{1}{\omega C_1}\right]^2}}$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega \left(L_1 + L_1' \left\{1 - \left(\frac{N_0 J_0}{\varphi}\right)^2 - \frac{1}{4}\left(\frac{N_1 J_1}{\varphi}\right)^2\right\}\right) - \frac{1}{\omega C_1}}{R_1}, \tag{9}$$

wenn L_1 den Selbstinduktionskoeffizienten des Primärkreises ohne den Frequenzwandler bedeutet und $L_1' = 2p\, N_1^2$ gesetzt wird. Der Ausdruck

$$L_1' \left\{1 - \left(\frac{N_0 J_0}{S}\right)^2 - \frac{1}{4}\left(\frac{N_1 J_1}{S}\right)^2\right\}$$

1) Natürlich nur unter den gemachten Annahmen.

2) Diese Voraussetzung ist unbedingt wesentlich für die im folgenden angewandte Rechenmethode. Bei einigermaßen starker Sättigung trifft diese Voraussetzung sicher nicht zu. Die Gültigkeit der im folgenden abgeleiteten Resultate ist also auf verhältnismäßig schwache Sättigung beschränkt.

ist als derjenige Anteil des Selbstinduktionskoeffizienten zu betrachten, der von der Primärwicklung des Frequenzwandlers mit ihrem Eisenkern herrührt. Wäre kein Gleichstrom verwendet worden, so würde man bei sehr geringer Amplitude des Primärstromes $\left(\frac{N_1 J_1}{S} \ll 1\right)$ die gewöhnlichen Gleichungen für einen Kondensatorkreis mit dem konstanten Selbstinduktionskoeffizienten $L_1 + L_1'$, nämlich

$$
\left.\begin{aligned}
J_1 &= \frac{E_1}{\sqrt{R_1^2 + \left[\omega(L_1 + L_1') - \frac{1}{\omega C_1}\right]^2}} \\
\operatorname{tg}\varphi &= \frac{\omega(L_1 + L_1') - \frac{1}{\omega C_1}}{R_1}
\end{aligned}\right\} \qquad (10)
$$

erhalten haben. Vergleicht man die Beziehungen (9) und (10), so sieht man, daß der Gleichstrom die Bedingungen nicht wesentlich geändert hat. Seine Wirkung besteht in einer Verminderung des Selbstinduktionskoeffizienten um den konstanten Betrag $L_1'\left(\frac{N_0 J_0}{S}\right)^2$. Was die Situation vollkommen ändert, ist der Ausdruck $-\frac{1}{4}\left(\frac{N_1 J_1}{S}\right)^2$, sobald die Amplitude des Primärstromes so erheblich wird, daß $\frac{1}{4}\left(\frac{N_1 J_1}{S}\right)^2$ nicht mehr gegen 1 zu vernachlässigen ist.

b) Man übersieht einen Punkt ohne weiteres, wenn man die Resonanzbedingung aufstellt, d. h. die Bedingung, daß $J_1 : E_1$ ein Maximum wird.

In dem Falle von konstantem Selbstinduktionskoeffizienten [Gleichung (10)] ist diese Bedingung

$$
\omega(L_1 + L_1') - \frac{1}{\omega C_1} = 0, \qquad (11)
$$

in unserem Falle

$$
\omega\left(L_1 + L_1'\left\{1 - \left(\frac{N_0 J_0}{S}\right)^2 - \frac{1}{4}\left(\frac{N_1 J_1}{S}\right)^2\right\}\right) - \frac{1}{\omega C_1} = 0. \qquad (12)
$$

Während in dem gewöhnlichen Falle von konstantem Selbstinduktionskoeffizient eine bestimmte Resonanzfrequenz vorhanden ist, unabhängig von der E.M.K. des Generators, besteht in unserem Falle überhaupt keine bestimmte Resonanzfrequenz. Sie hängt, wie von vornherein zu erwarten war, von der Amplitude des Primärstromes und demnach

von der Erregung des Generators ab. Wenn für irgend eine Spannung des Generators der Kreis auf Resonanz mit der Generatorfrequenz gebracht ist, so fällt er aus der Resonanz, sobald die Erregung und damit die Spannung des Generators geändert wird.

Erhalten bleibt auch im vorliegenden Falle, daß bei Resonanz die Stromamplitude nur durch den wirksamen Widerstand R_1 bestimmt ist. Die Gleichung (9) sowohl wie (10) geht in diesem Falle über

$$i_1 = \frac{E_1}{R_1}, \quad \operatorname{tg} \varphi = 0$$

c) Ein wesentlicher Unterschied gegenüber dem Falle von konstantem Selbstinduktionskoeffizient ergibt sich, wenn man die Charakteristik des Stromkreises für die verschiedenen Frequenzen zeichnet, d. h. als Abszissen die Amplituden oder Effektivwerte des Primärstromes und als Ordinaten die entsprechenden Werte der Generatorspannung aufträgt.

Im Falle von konstantem Selbstinduktionskoeffizient werden diese Kurven nach Gleichung (10) gerade Linien und alle Punkte, welche der Resonanzbedingung (11) genügen, liegen auf der Geraden $i_1 = \frac{E_1}{R_1}$.

Im vorliegenden Falle, in dem Gleichung (9) gilt, nehmen die Charakteristiken für die verschiedenen Frequenzen die Form von Fig. 4 [1]) an.

Die Kurven dieser Figur sind unter den folgenden Annahmen berechnet:

$$R_1 = 5 \text{ Ohm}, \quad C_1 = 0{,}1 \, \mu F, \quad \frac{L_1'}{L_1} = 10$$

$$\frac{N_0 J_0}{S} = \frac{1}{3}, \quad \frac{N_1 J_{1\,(\max)}}{S} = \frac{2}{3} \text{ für } J_{1\,(\max)} = 100 \text{ Amp.}$$

$$\omega \left(L_1 + L_1' \left\{ 1 - \left(\frac{N_0 J_0}{S} \right)^2 \right\} \right) - \frac{1}{\omega C_1} = 0 \text{ für } \omega = 2\pi \cdot 10000/\text{sec}$$

Bei diesen Annahmen würde also der Primärkreis bei verschwindend kleiner Stromamplitude in Resonanz mit der Frequenz 10000/sec sein.

Alle Charakteristiken von Fig. 4 sind gekrümmt, viele von ihnen mit einem abfallenden Teil. Setzt man der Einfachheit halber hier und im folgenden voraus, daß die Spannung des Generators merklich unabhängig vom Strom, seine Charakteristik also merklich eine Parallele zur Stromachse ist, so bedeutet eine fallende Charakteristik Instabilität. Alle Punkte, die auf dem fallenden Teil einer Kurve liegen, können, mindestens im stationären Zustande, nicht realisiert werden.

1) Die Zahlen der Ordinatenachse bedeuten hier und in den folgenden Figuren Volt.

Die Punkte, welche der Resonanzbedingung Gleichung (12) entsprechen, sind die Berührungspunkte der Geraden

$$i_1 = \frac{E_1}{R_1} = \frac{E_1}{5}$$

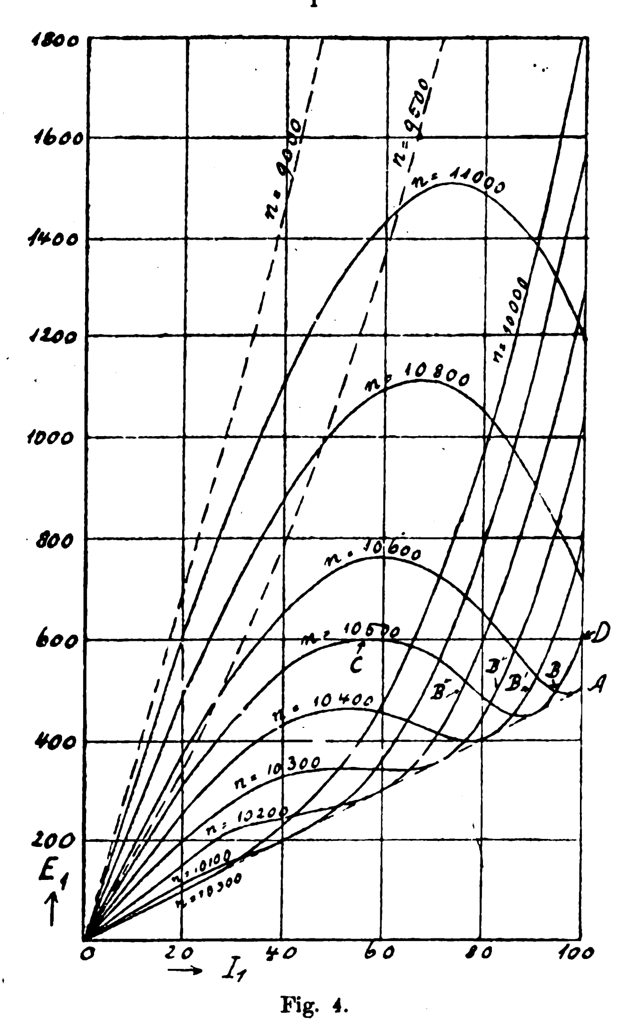


Fig. 4.

(gestrichelte Linie OA in Fig. 4) mit den Charakteristiken. Auch bei denjenigen Kurven, bei denen diese Berührungspunkte nahe der Grenze zwischen dem fallenden und steigenden Teil liegt, ist die Resonanzlage

theoretisch stabil. In der Praxis würde man sie aber als instabil zu behandeln haben, da schon bei einer ganz geringen Änderung von Strom oder Spannung Instabilität eintreten könnte. Das Arbeiten an einem solchen Punkt würde einen Angstbetrieb bedeuten.

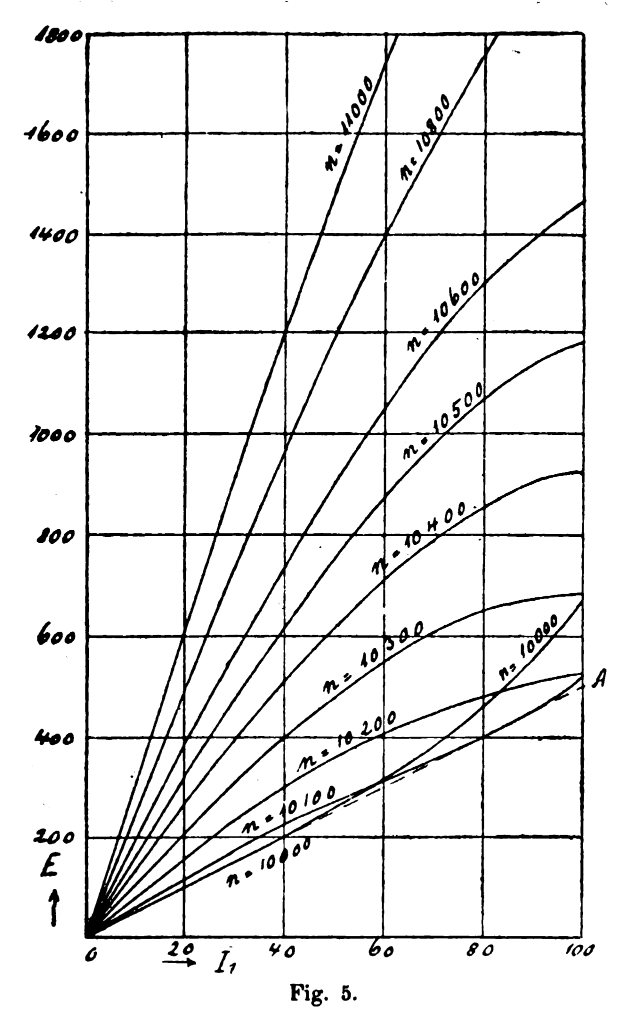


Fig. 5.

Die Kurven von Fig. 4 zeigen noch eine andere Erscheinung. Nehmen wir z. B. an, daß die normale Spannung des Generators ungefähr 500 Volt sei, so würden die günstigsten Betriebsbedingungen

durch den Punkt A auf der Kurve $n = 10600$ dargestellt sein; an diesem Punkt bekommt man einen Maximalstrom von 100 Ampere bei der normalen Spannung. Allein dieser Punkt ist so nahe dem fallenden

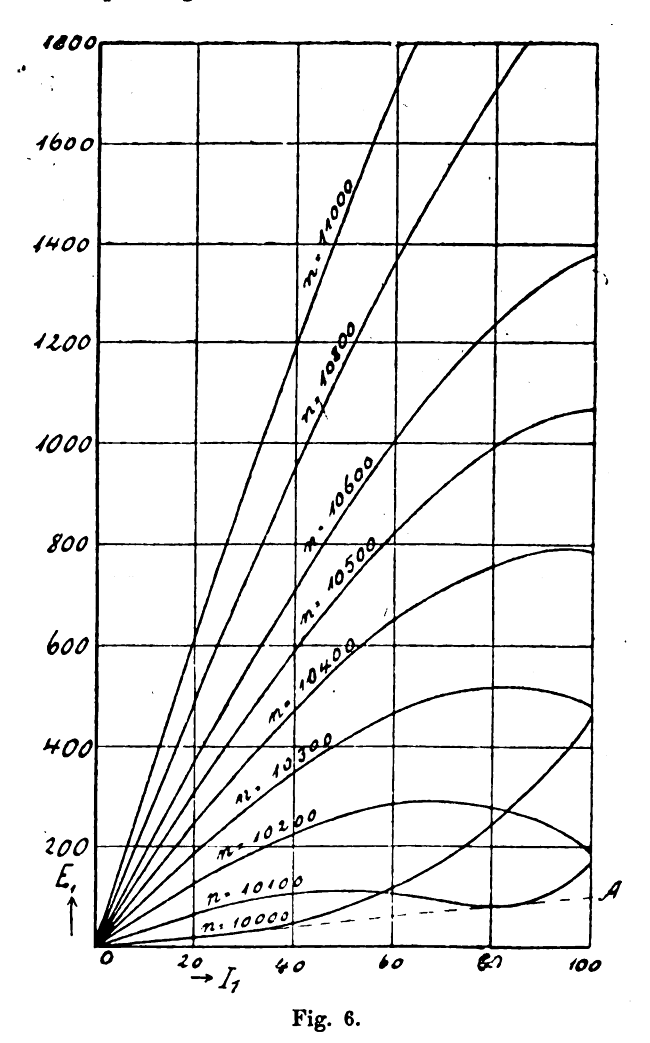


Fig. 6.

und demnach unstabilen Teil der Charakteristik, daß ein Dauerbetrieb in ihm unmöglich sein würde. Vom praktischen Standpunkt würde also die beste Betriebsbedingung diejenige des Punktes B auf der

Kurve $n = 10500$ sein. Um diesen Punkt zu erreichen, könnte man entweder den Generator bei der konstanten Frequenz 10500/sec auf 600 Volt Spannung übererregen und dann längs der Kurve $n = 10500$ bis zum Punkt C vorgehen. Sobald dann die Spannung noch etwas erhöht wird, würde der Strom von ungefähr 56 Ampere im Punkt C zum Werte von 100 Ampere im Punkte D springen. Würde man dann mit der Spannung des Generators zurück zum normalen Wert von 500 gehen, so würde man den gewünschten Punkt B erreichen. Eine andere Methode, die den plötzlichen Sprung in dem Strom vermeidet, würde folgende sein: der Generator wird so erregt, daß er bei der Frequenz 10200/sec die normale Spannung von 500 Volt gibt, d. h. daß man im Punkt B''' arbeitet; hält man dann die Spannung konstant, vergrößert aber allmählich die Frequenz bis zum Werte 10500, so gelangt man über die Punkte B'' und B' zu Punkt B.

d) Die eben besprochenen Erscheinungen treten nur auf, wenn derjenige Teil des Selbstinduktionskoeffizienten, der sich mit der Amplitude des Primärstromes ändert, d. h. der Ausdruck $-L_1' \cdot \frac{1}{4}\left(\frac{N_1 J_1}{\varphi}\right)^2$ ein ziemlich großer Bruchteil des gesamten Selbstinduktionskoeffizienten ist. Werden die Annahmen von c so geändert, daß für

$$J_{1\,(\max)} = 100 \text{ Amp.,} \qquad \frac{N_1 J_{1\,(\max)}}{S} = \frac{1}{3}$$

ist, so verlieren die Charakteristiken (Fig. 5) ihren fallenden Teil und der Betrieb wird überall stabil.

e) Den Einfluß des Widerstands auf die Charakteristik zeigen die Kurven von Fig. 6. Die Annahmen sind hier dieselben wie in Fig. 5, der wirksame Widerstand des Primärkreises ist aber zu 1 Ohm angenommen anstatt zu 5 Ohm wie in Fig. 5.

V. Der Sekundärstrom bei Frequenzverdoppelung.

Die Annahmen, die für den Sekundärkreis gemacht werden sollen, entsprechen denjenigen von IV für den Primärkreis. Er sei ein Kondensatorkreis (Fig. 3) und soweit in Resonanz mit dem zweifachen der Generatorfrequenz, daß alle höheren Harmonischen des Sekundärstromes zu vernachlässigen sind, der Sekundärstrom also in der Form

$$i_2 = J_2 \sin(2\omega t + \alpha)$$

angesetzt werden kann. Für den Primärkreis sollen die früher gemachten Annahmen bestehen bleiben.

Versteht man dann unter L_2 den Selbstinduktionskoeffizient des Sekundärkreises ohne Frequenzwandler, so lautet die Differentialgleichung

$$R_2 \frac{d i_2}{d t} + L_2 \frac{d^2 i_2}{d t^2} + N_2 \frac{d^2}{d t^2} (\Phi_a - \Phi_b) + \frac{i_2}{C_2} = 0 \tag{13}$$

Die Ausdrücke Φ_a und Φ_b sind aus Gleichung (4) zu berechnen, worin

$$\left.\begin{aligned} F_a &= N_1 i_1 + N_0 J_0 + N_2 i_2 \\ F_b &= N_1 i_1 - N_0 J_0 - N_2 i_2 \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

zu setzen ist. Man erhält dann

$$\Phi_a - \Phi_b = 2p\, N_0 J_0 \left\{1 - \left(\frac{N_1 i_1}{S}\right)^2 - \left(\frac{N_2 i_2}{S}\right)^2 - \frac{1}{3}\left(\frac{N_0 J_0}{S}\right)^2\right\}$$
$$+ 2p\, N_2 i_2 \left\{1 - \left(\frac{N_0 J_0}{S}\right)^2 - \left(\frac{N_1 i_1}{S}\right)^2 - \frac{1}{3}\left(\frac{N_2 i_2}{S}\right)^2\right\}$$

und nach einigen Umformungen

$$N_2 \frac{d^2}{d t^2}(\Phi_a - \Phi_b) = - 4\omega^2 p\, N_2 \cdot N_0 J_0 \left(\frac{N_1 J_1}{S}\right)^2 \cos 2\omega t$$
$$- 8\omega^2 p\, N_2{}^2 J_2 \left\{1 - \left(\frac{N_0 J_0}{S}\right)^2 - \frac{1}{2}\left(\frac{N_1 J_1}{S}\right)^2 - \frac{1}{4}\left(\frac{N_2 J_2}{S}\right)^2\right\} \sin(2\omega t + \alpha)$$

Setzt man diesen Ausdruck in Gleichung (13) ein, so bekommt man

$$J_2 = \frac{E_2}{\sqrt{R_2{}^2 + \left[2\omega\left(L_2 + L_2'\left\{1 - \left(\frac{N_0 J_0}{S}\right)^2 - \frac{1}{2}\left(\frac{N_1 J_1}{S}\right)^2 - \frac{1}{4}\left(\frac{N_2 J_2}{S}\right)^2\right\}\right) - \frac{1}{2\omega C_2}\right]^2}} \tag{15}$$

$$\operatorname{tg} \alpha = - \frac{2\omega\left(L_2 + L_2'\left\{1 - \left(\frac{N_0 J_0}{S}\right)^2 - \frac{1}{2}\left(\frac{N_0 J_0}{S}\right)^2 - \frac{1}{4}\left(\frac{N_2 J_2}{S}\right)^2 - \frac{1}{2\omega C_2}\right.\right.}{R_2} \tag{15a}$$

Darin ist zur Abkürzung $L_2' = 2p\, N_2{}^2$ gesetzt und für E_2 ist der Wert aus Gleichung (7) zu entnehmen.

Bedenkt man, daß die Ausdrücke $\frac{1}{2}\left(\frac{N_1 J_1}{S}\right)^2$ und $\left(\frac{N_0 J_0}{S}\right)^2$ im Nenner von Gleichung (15) bei gegebenem Gleich- und Primärstrom

konstant sind und vergleicht man Gleichung (15) mit der ihr entsprechenden Gleichung (9) für den Primärstrom, so übersieht man, daß beide Gleichungen von derselben Form sind. Was also in IV zur Diskussion von Gleichung (9) gesagt wurde, läßt sich ohne weiteres auf Gleichung (15) anwenden.

VI. Der belastete Frequenzverdoppler.

Ist der Sekundärkreis des Frequenzverdopplers belastet, so bestehen die Differentialgleichungen (8) und (13) gleichzeitig und die Amperewindungszahl von Primär- und Sekundärkreis ist bestimmt durch Gleichung (14).

Setzt man die Ausdrücke von Gleichung (14) in Gleichung (4) ein, so erhält man

$$\Phi_a + \Phi_b = 2p\,N_1\,i_1\left\{1 - \frac{1}{3}\left(\frac{N_1\,J_1}{S}\right)^2 - \left(\frac{N_0\,J_0}{S}\right)^2 - \left(\frac{N_2\,i_2}{S}\right)^2 - 2\left(\frac{N_0\,J_0}{S}\right)\left(\frac{N_2\,J_2}{S}\right)\right\}$$

Unter denselben Annahmen, die oben für den Primär- und Sekundärkreis gemacht wurden, läßt sich diese Gleichung leicht auf die Form

$$\Phi_a + \Phi_b = 2p\,N_1\,J_1\left\{1 - \left(\frac{N_0\,J_0}{S}\right)^2 - \frac{1}{4}\left(\frac{N_1\,J_1}{S}\right)^2 - \frac{1}{2}\left(\frac{N_2\,J_2}{S}\right)^2\right\}\sin\omega t - 2p\,N_1\,J_1\cdot\frac{N_0\,J_0}{S}\cdot\frac{N_2\,J_2}{S}\cdot\cos(\omega t + \alpha)$$

bringen. Führt man diesen Ausdruck in die Differentialgleichung (8) für den Primärkreis ein, so wird — wieder bei Vernachlässigung aller Harmonischen —

$$J_1 = \frac{E_1}{\sqrt{(R_1 + R_1')^2 + \left[\omega(L_1 + L_1'') - \frac{1}{\omega C_1}\right]^2}} \qquad (16)$$

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\omega(L_1 + L_1'') - \frac{1}{\omega C_1}}{R_1 + R_1'},$$

worin zur Abkürzung

$$R_1' = \omega\,L_1'\left(\frac{N_0\,J_0}{S}\right)\cdot\left(\frac{N_2\,J_2}{S}\right)\cos\alpha \qquad (17)$$

$$L_1' = 2p\,N_1^2$$

$$L_1'' = L_1' \left\{1 - \left(\frac{N_0 J_0}{S}\right)^2 - \frac{1}{4}\left(\frac{N_1 J_1}{S}\right)^2 - \frac{1}{2}\left(\frac{N_2 J_2}{S}\right)^2 + \left(\frac{N_0 J_0}{S}\right)\left(\frac{N_2 J_2}{S}\right)\sin\alpha\right\} \qquad (18)$$

gesetzt ist.

Der zusätzliche Widerstandsterm R_1' drückt die Energieabgabe an den Sekundärkreis aus; es ist leicht zu zeigen, daß $R_1' J_1^2$ identisch ist mit $R_2 J_2^2$. Infolge dieses Terms ist der wirksame Gesamtwiderstand $R_1 + R_1'$ des Primärkreises nicht mehr konstant, sondern hängt vom Werte von J_2 und α und damit von der Belastung des Frequenzwandlers ab.

Die Ausdrücke

$$-\frac{1}{2}\left(\frac{N_2 J_2}{S}\right)^2 + \left(\frac{N_0 J_0}{S}\right)\left(\frac{N_2 J_2}{S}\right)\sin\alpha$$

in L_1'' rühren von der Rückwirkung des Sekundärkreises auf das magnetische Feld des Frequenzwandlers her.

Für den Sekundärkreis ist die Lösung der Differentialgleichung (13) wieder, wie in V, dargestellt durch die Gleichung (15). Aber da der Wert von J_1 in dieser Gleichung nicht gegeben ist, sondern erst aus Gleichung (16) berechnet werden muß, und da auf der anderen Seite Gleichung (16) J_2 enthält, das selbst wieder erst aus Gleichung (15) folgt, so sind die Verhältnisse weit verwickelter als in §§ IV und V. Eine Diskussion des allgemeinsten Falles würde deshalb kaum zu einem praktischen brauchbaren Resultate führen. Ich beschränke mich deshalb auf 2 Spezialfälle.

a) Der erste Fall sei dadurch bestimmt, daß der Sekundärkreis dauernd auf Resonanz mit der doppelten Generatorfrequenz gehalten sei. Dann folgt aus Gleichung (15) und (15a) $J_2 = \frac{E_2}{R_2}$; $\alpha = 0$ und aus den Gleichungen (17) und (18)

$$R_1' = \omega L_1' \left(\frac{N_0 J_0}{S}\right)\left(\frac{N_2 J_2}{S}\right) \qquad (17a)$$

$$L_1'' = L_1' \left\{1 - \left(\frac{N_0 J_0}{S}\right)^2 - \frac{1}{4}\left(\frac{N_1 J_1}{S}\right)^2 - \frac{1}{2}\left(\frac{N_2 J_2}{S}\right)^2\right\}$$

In Fig. 7 sind die Charakteristiken des Primärkreises gezeichnet unter denselben Annahmen, die den Kurven von Fig. 6 zugrunde liegen und unter der ferneren Annahme, daß

$$\frac{N_2\, J_{2\,(\max)}}{S} = \frac{1}{3}, \qquad R_1'{}_{(\max)} = 4\, R_1$$

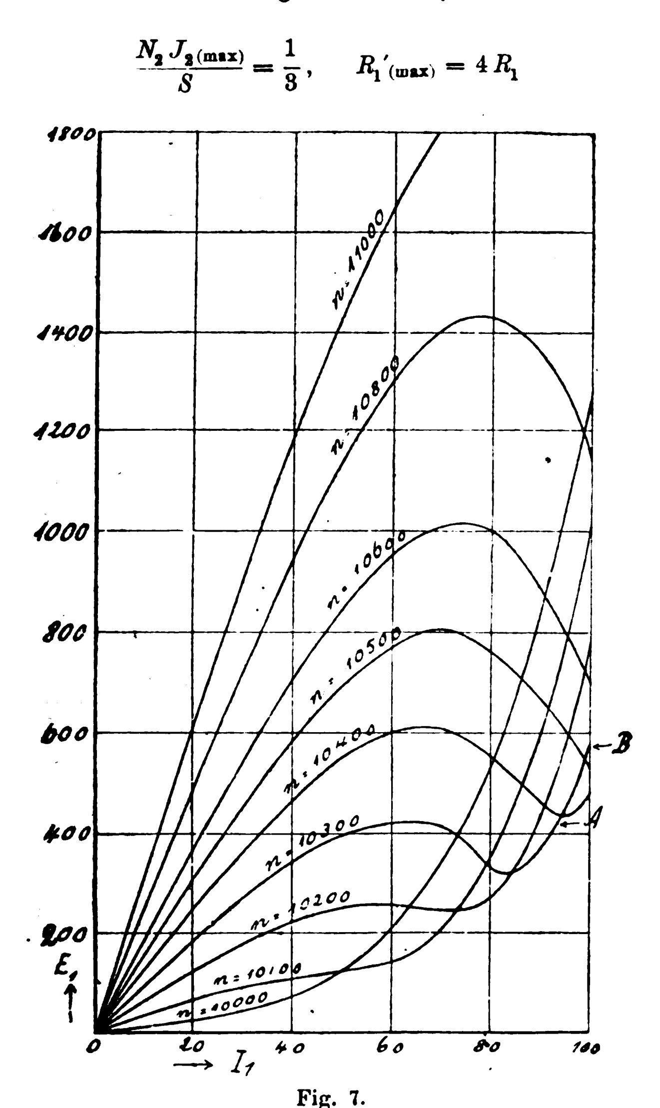


Fig. 7.

ist. Dabei bedeutet $J_{2\,(\max)}$ den Sekundärstrom, der einen Primärstrom $J_{1\,(\max)} = 100$ Ampere bei einer Frequenz von 11 000/Sek. entspricht; $R_1'{}_{(\max)}$ ist der Wert von R_1 unter denselben Bedingungen.

Die Kurven von Fig. 7 zeigen, daß die Verhältnisse beim belasteten Frequenzwandler quantitativ von denjenigen beim unbelasteten

erheblich verschieden sind, qualitativ aber denselben Charakter zeigen. Nach dem in § IV Ausgeführten ist wohl eine Diskussion unnötig.

Unter der Annahme einer normalen Generatorspannung von 500 Volt würden in Fig. 7 die günstigsten Betriebsbedingungen durch den Teil AB der Kurve für die Frequenz 10300/Sek. dargestellt sein.

b) Im zweiten Spezialfalle soll angenommen werden, daß der Sekundärkreis in Resonanz mit einer Frequenz gebracht ist und dann nicht mehr geändert wird. Die Frage, die sich dann aufwirft, ist die, wie die Charakteristiken werden, wenn die Frequenz des Generators geändert wird. (Nach den oben gemachten Voraussetzungen darf aber diese Änderung nur verhältnismäßig klein sein).

Sobald der Sekundärkreis nicht mehr in Resonanz mit der doppelten Primärfrequenz ist, ist in Gleichung (17) und (18) $\alpha \gtrless 0$ und in dem Ausdruck L_1'' [Gleichung (18)] verschwindet der Ausdruck $\left(\frac{N_0 J_0}{S}\right)\left(\frac{N_2 J_2}{S}\right) \sin \alpha$ nicht mehr, sondern kann von großem Einfluß auf den Wert von L_1'' werden. Um keine zu großen mathematischen Schwierigkeiten zu bekommen, soll nun die Annahme gemacht werden, die bei einer Antenne als Sekundärsystem mindestens annähernd berechtigt ist, daß in dem Ausdruck für J_2 [Gleichung (15)] die Terme im Nenner, die den Primär- und Sekundärstrom enthalten, im Verhältnis zu L_2 klein sein sollen. Dann sind die Bedingungen im wesentlichen so, wie bei einem sekundären Kondensatorkreis mit konstanter Selbstinduktion. Die Gleichungen (15) und (15a) lassen sich dann bekanntlich ersetzen durch

$$J_2 = \frac{E_2}{R_2 \sqrt{1 + \frac{x}{(\delta/2\pi)^2}}}; \qquad \operatorname{tg} \alpha = -\frac{x}{\delta/2\pi}$$

wenn δ das logarithmische Dekrement des Sekundärkreises und $x = \frac{n - n_r}{n}$ ist (n_r = Resonanzfrequenz).

Es möge das Dekrement des Sekundärkreises 0,05 und die Frequenz, mit der der Sekundärkreis in Resonanz ist, $= 2 \times 10\,300$/Sek. sein. Dann erhält man unter denselben Voraussetzungen wie oben als Charakteristik für den Primärkreis aus den Gleichungen (16), (17) und (18) die Kurven von Fig. 8. Interessant sind die Kurven für die Frequenzen 10200 und 10400, welche beide Frequenzen entsprechen, die um ungefähr 1 % von der Resonanzfrequenz 10300/Sek. sich unterscheiden. In dem Gebiet der normalen Generatorspannung von

500 Volt sind diese Kurven ganz erheblich verschieden. Eine Vergrößerung der Generatorfrequenz um 1 $^0/_0$ würde also die Betriebsbedingungen erheblich anders beeinflussen als eine Verringerung der

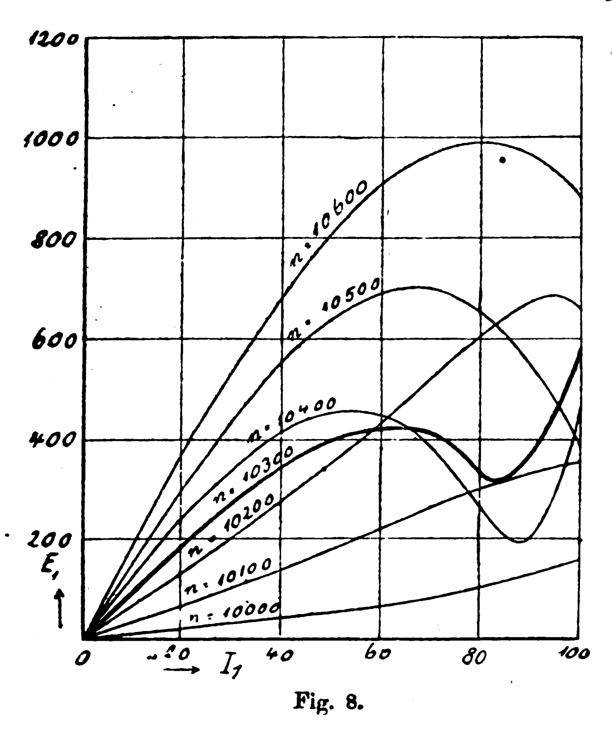


Fig. 8.

Frequenz um denselben Betrag. Mathematisch rührt das davon her, daß in dem Ausdruck für L_1'' in Gleichung (18) der Term

$$\left(\frac{N_0 J_0}{S}\right)\left(\frac{N_2 . J_2}{S}\right) \sin \alpha$$

positiv ist für Frequenzen unterhalb der Resonanzfrequenz und negativ für Frequenzen darüber und daß dieser Term einen großen Einfluß auf den Wert von L_1'' hat.

VII. Einfluß der Hysteresis.

Die Grundlage für das ganze Vorhergehende ist die Magnetisierungskurve von Fig. 2, bei der auf Hysteresis keine Rücksicht genommen wird. Tatsächlich wird man nach den Versuchen von Faß-

bender und Hupka[1]) eine Magnetisierungskurve etwa von der Art der Fig. 9 anzunehmen haben.

Für den unbelasteten Frequenzwandler kann man auch in diesem Falle die Magnetisierungskurve analytisch so darstellen, daß die Diffe-

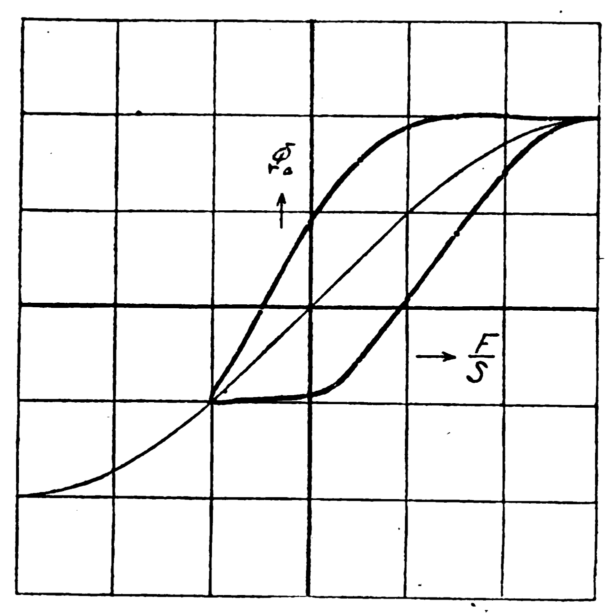


Fig. 9.

rentialgleichung noch leicht zu integrieren ist. Die magnetischen Induktionsflüsse Φ_a und Φ_b, die der Fig. 2 entsprechen, sind von der Form

$$\Phi_a = U + V \sin \omega t, \qquad \Phi_b = U' + V' \sin \omega t,$$

wie sich aus Gleichung (4) und (5) ergibt, wenn man alle Harmonischen vernachlässigt. Um eine Magnetisierungskurve von der Form der Fig. 9 darzustellen, hat man nur einen Ausdruck von der Art

$$- r V \cos^3 \omega t (1 - \sin \omega t)$$

zu addieren. In Fig. 9, die auf diese Weise berechnet ist, ist $r = 0{,}45$ angenommen und dadurch der Hysteresiseffekt stark übertrieben. Man erhält dann

1) H. Faßbender und E. Hupka, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 6 S. 133, 1912.

$$\Phi_a = U + V[\sin \omega t - r \cos^3 \omega t(1 - \sin \omega t)]$$
$$\Phi_b = U' + V[\sin \omega t - r \cos^3 \omega t(1 + \sin \omega t)]$$

und daraus

$$N_1 (\Phi_a + \Phi_b) = \dot{A} + B[\sin \omega t - \frac{3}{4} r \cos \omega t], \qquad (19)$$

wenn man wieder alle Harmonischen wegläßt. Ein Vergleich dieser Beziehungen mit den in § IIIa berechneten zeigt, daß

$$B = L_1' \left\{1 - \left(\frac{N_0 J_0}{S}\right)^2 - \frac{1}{4}\left(\frac{N_1 J_1}{S}\right)^2\right\} J_1$$

zu setzen ist. Wird dieser Ausdruck in die Gleichung (8) für den Primärkreis des unbelasteten Frequenzverdopplers eingeführt, so kommt man zu dem Resultat, daß die Verhältnisse im Primärkreis durch den Zusatz $-\frac{3}{4} B r \cos \omega t$ nur insoweit sich ändern, als zu dem Widerstand R_1 ein Term

$$R_1'' = \frac{3}{4} \omega r L_1' \left\{1 - \left(\frac{N_0 J_0}{S}\right)^2 - \frac{1}{4}\left(\frac{N_1 J_1}{S}\right)^2\right\}.$$

hinzukommt, der die Eisenverluste ausdrückt.

Für den belasteten Frequenzwandler werden die Verhältnisse natürlich komplizierter, es kann aber kaum fraglich sein, daß die Resultate, soweit sie in § VI ausgesprochen wurden, qualitativ bestehen bleiben.

Über Schwingungserzeugung mittels zweier Elektronenröhren.

Von G. Leithäuser und K. Heegner.

(Mitteilung aus dem Telegraphen-Technischen-Reichsamt.)

§ 1. Beschreibung der Schaltung.

Schaltet man zwei Elektronenröhren in der Weise zusammen, daß man das Gitter der zweiten Röhre mit der Anode der ersten Röhre durch einen kleinen Kondensator verbindet, während die Heizfäden der beiden Röhren von derselben Batterie zweckmäßig in Hintereinanderschaltung beheizt werden, so kann man hinter die erste Röhre zwischen Anode und Hochspannungsbatterie einen großen Widerstand einschalten und zwischen Anode und Hochspannungsbatterie der zweiten Röhre

einen Schwingungskreis anbringen. Damit in diesem Schwingungskreise dauernd Schwingungen von dem Zweiröhrensystem erzeugt werden, ist es notwendig, daß das Gitter der zweiten Röhre eine nahe bei 180° liegende Phasenverschiebung seiner Spannung gegenüber der Spannung der Anode besitzt. Man erkennt leicht, daß eine Wechselspannung, welche man an das Gitter der ersten Röhre anlegt, am Gitter der zweiten Röhre verstärkt und mit umgekehrter Phase auftreten muß, denn eine Spannungszunahme am ersten Gitter ruft einen stärkeren Anodenstrom in der ersten Röhre hervor, was zu einem größeren Spannungsabfall an der Anode derselben führen muß. Da das Gitter der zweiten Röhre bezüglich der Spannung die gleiche Phase hat wie die Anode der ersten, so ist hier die Phasendifferenz von 180° leicht zu erreichen. Um dauernd Schwingungen zu erhalten, wird man dem Gitter der ersten Röhre eine Spannung zuführen, welche dem hinter der zweiten Röhre vorhandenen Schwingungskreise entnommen wird. Hierfür gibt es einen einfachen Weg. Man legt zwischen Anode des zweiten Rohres und negativen Pol der Heizbatterie einen Stromzweig, bestehend aus zwei hintereinander geschalteten Kondensatoren, von denen der eine sehr klein und regulierbar sein kann. Von der Verbindungsstelle der beiden Kondensatoren führt man eine Leitung zum Gitter der Röhre 1 zurück. Man kann den Stromzweig der beiden hintereinander geschalteten Kondensatoren als einen Stromkanal auffassen, der eine zur Rückkoppelung dienende regulierbare Spannung schafft. Er soll im folgenden als Rückkoppelungskanal bezeichnet werden. Man kann somit die Anordnung der zwei Röhren so auffassen, daß die erste Röhre lediglich als Verstärker und Phasenumkehrer der am größeren Kondensator abgegriffenen Spannung wirksam ist.

In der folgenden Fig. 1 ist die besprochene Schaltung dargestellt. Es bedeuten C_r', C_r die Kapazitäten des Rückkoppelungskanals, L, C, R die Größen des Schwingungskreises, $\mathfrak{v}_g'$, $\mathfrak{v}_g$ die Spannungen an den Gittern. W den Widerstand im Anodenkreis der ersten Röhre. Für die erste Röhre sind im folgenden die Größen mit einem Strich gekennzeichnet. Da die Werte der Kapazitäten des Rückkoppelungskanals sehr klein gehalten werden können, so ist in vielen Fällen der Stromanteil desselben gegenüber dem im Schwingungskreise der Röhre 2 fließenden Strom zu vernachlässigen; da ebenfalls die Spannung durch diesen Rückkoppelungskanal regulierbar ist, so bildet eine derartige Anordnung wesentliche technische und meßtechnische Vorteile.

In der angegebenen Schaltung besteht keine leitende Verbindung

zwischen den Gittern der Röhren und deren Kathoden; der einzige Ausgleich für elektrische Ladungen der Gitter ist durch die Elektronenbewegung innerhalb der Röhren gegeben; wir nennen diesen Zustand den mit abgeriegeltem Gitter. Es sind hierbei immer noch Schwingungen möglich, wenn die Amplituden der Gitterspannung nicht zu groß sind, eine Gleichstromkomponente kommt indessen nicht zustande und die Momentanwerte des Gitterpotentials können daher niemals positiv gegen irgendeinen Punkt des Glühfadens sein. Es bildet

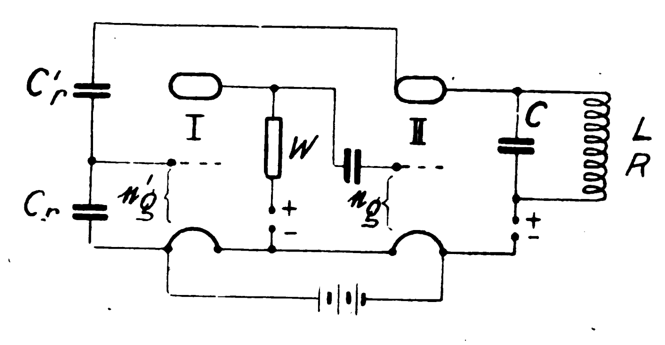


Fig. 1.

sich so ein mittleres negatives Potential auf den Gittern aus. Hierdurch ist es auch ersichtlich, daß die Momentanwerte des Anodenstroms den Anodenruhestrom nicht überschreiten können, und daß der arbeitende Gleichstrom kleiner sein muß als der ruhende.

Unter diesen Umständen ist eine exakte analytische Behandlung der Schwingungserzeugung möglich. Man geht aus von dem Ansatz

$$i_a = S\,\mathfrak{v}_g - \frac{1}{R_i}\,\mathfrak{v}_a \quad (1)$$

[1]

und formt ihn nach Multiplikation mit R_i um zu:

$$\frac{\mathfrak{v}_g}{D} = i_a R_i + \mathfrak{v}_a \quad (2)$$

Es ist der Durchgriff D als konstant zu betrachten, während R_i mit zunehmender Rückkopplung anwächst. Dieses Anwachsen geht jedoch nur bis zu einem bestimmten Grade weiter, es stellen sich sehr bald Zustände her, in welchen durch zu starke negative Gitteraufladung

1) Die benutzten Bezeichnungen sind mit den von Barkhausen vorgeschlagenen übereinstimmend.

ein stoßweises Einsetzen der Schwingungen beobachtet wird, auf welches späterhin noch zurückzukommen sein wird.

§ 2. Analytische Theorie der Schaltung in Fig. 1.

Wir nehmen im folgenden an, daß der Rückkoppelungskanal (C_r', C_r) zu vernachlässigen sei gegen den Kapazitätszweig C. Trifft diese Voraussetzung nicht zu, so ist $C + \frac{C_r C_r'}{C_r + C_r'}$ statt C zu setzen, und die Rechnung bleibt unverändert. Es besteht zwischen $\mathfrak{v}_a$ und $\mathfrak{v}_g'$ die einfache Beziehung

$$\frac{\mathfrak{v}_a}{\mathfrak{v}_g'} = \frac{C_r + C_r'}{C_r'} \tag{3}$$

Ist D', R_i' Durchgriff und innerer Widerstand in der ersten Röhre, so erhält man aus (2) die verstärkte Spannung

$$\frac{\mathfrak{v}_g'}{\mathfrak{v}_g} = D' \cdot \frac{W + R_i'}{W} \tag{4}$$

Unter Anwendung der Beziehung (2) auf die zweite Röhre erhält man

$$\frac{i_a}{\mathfrak{v}_a} = \frac{1}{R_i}\left(\frac{\mathfrak{v}_g}{\mathfrak{v}_a}\,\frac{1}{D} - 1\right) \tag{5}$$

das Verhältnis $\mathfrak{v}_g : \mathfrak{v}_a$ ergibt sich durch Multiplikation von (3) und (4), und dieser Wert in (5) eingesetzt, ergibt

$$\frac{i_a}{\mathfrak{v}_a} = \frac{1}{R_i}\left[\frac{C_r'}{C_r + C_r'} \cdot \frac{1}{D D'} \cdot \frac{W}{W + R_i'} - 1\right] = \left|\frac{1}{R_n}\right| \tag{6}$$

Das Verhältnis $\mathfrak{v}_a : i_a$ setzen wir gleich $|R_n|$, denn es bedeutet einen idealen negativen Widerstand, welcher durch das Röhrensystem hervorgerufen wird und dem Schwingungskreise (L, C, R) parallel geschaltet zu denken ist. Bei Verwendung von nur einer Röhre als Schwingungserzeuger hat diese Anschauungsweise in jedem Falle nur näherungsweise Geltung. Die Schwingungsgleichung ergibt sich, wenn der Wechselstromwiderstand des Schwingungskreises gleich dem negativen Widerstand gesetzt wird. Setzt man $x = j\omega$

$$\begin{gathered} \frac{R + Lx}{1 + RCx + LCx^2} = |R_n| \\ Lx^2 + x\left(R - \frac{L}{C|R_n|}\right) + \frac{1}{C}\left(1 - \frac{R}{R_n}\right) = 0 \end{gathered} \tag{7}$$

Das Einsetzen der Schwingungen findet statt für:

$$|R_n| = \frac{L}{CR} \tag{8}$$

und die sich ausbildende Frequenz wird

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC}\left(1 - \frac{R}{R_n}\right)} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{L}\right)^2} \tag{9}$$

Bislang wurde angenommen, daß der im Anodenkreis der Röhre 1 befindliche Widerstand ohne Kapazität und Selbstinduktion ist, eine Annahme, die nur in seltenen Fällen zutrifft. Besitzt der Leiter Selbstinduktion und Kapazität, so ist statt W zu setzen

$$\frac{R_a + L_a x}{1 + R_a C_a x + L_a C_a x^2} \tag{10}$$

Da in allen praktischen Fällen die durch Selbstinduktion und Kapazität erwirkte Phasenverschiebung kaum größer sein wird als 45°, so kann man für diesen Fall eine vereinfachte Betrachtung einführen. Der Ausdruck stellt einen effektiven Widerstand in dem Falle dar, wenn die Phasenverschiebung $\varphi = 0$ wird, also wenn [vgl. (9)]

$$\omega^2 = \frac{1}{L_a C_a} - \left(\frac{R_a}{L_a}\right)^2 \tag{11}$$

Ist die Frequenz kleiner als in (11), so wird φ positiv und der Leiter wirkt induktiv, im entgegengesetzten Falle wird φ negativ und der Leiter wirkt kapazitiv. Bezeichnen wir die Abweichungen des Operators $W + R_i'$ mit φ', so hat φ' dasselbe Vorzeichen wie φ, ist jedoch absolut genommen kleiner als φ. Dasselbe gilt für die Abweichung $\varphi'' = \varphi - \varphi'$ des Operators $\dfrac{W}{W + R_i'}$, so daß auch dem in Gleichung (6) mit $\left|\dfrac{1}{R_n}\right|$ bezeichneten Ausdruck hinsichtlich des Vorzeichens diese Eigenschaft zukommt. Setzt man für den Ausdruck

$$\left|\frac{1}{R_n}\right|\left(1 + \frac{x}{\omega}\,\mathrm{tg}\,\psi\right) \tag{12}$$

und versteht unter ω die in (9) ermittelte Frequenz, welche näherungsweise für den vorliegenden Fall zutreffen wird, so berechnet sich die Schwingungsgleichung zu

$$L\left(1 - \frac{\mathrm{tg}\,\psi}{C\omega\,|R_n|}\right)x^2 + \left(R - \frac{L}{C\,|R_n|} - \frac{R\,\mathrm{tg}\,\psi}{C\omega\,|R_n|}\right)x + \frac{1}{C}\left(1 - \frac{R}{|R_n|}\right) = 0 \tag{13}$$

und es ergibt sich als korrigierte Frequenz

$$\omega'^2 = \frac{1}{LC} \frac{\left(1 - \frac{R}{|R_n|}\right)}{1 - \frac{\operatorname{tg} \psi}{C\omega |R_n|}} \tag{14}$$

Es geht daraus hervor, daß ein **induktiv** wirkender Leiter die Frequenz **erhöht**, während sie ein **kapazitiv** wirkender Leiter **erniedrigt**.

§ 3. Schaltung zur Selbstüberlagerung.

Es ist in der Technik der drahtlosen Telegraphie wünschenswert, eine Verstärkeranordnung mit Elektronenröhren auszubilden, welche bei gleichzeitiger Verstärkung auch die Eigenschaften der Erzeugung einer Hilfsschwingung übernimmt, die, mit der aufzunehmenden Frequenz Schwebungen gebend, im Empfangsapparat einen Ton für die

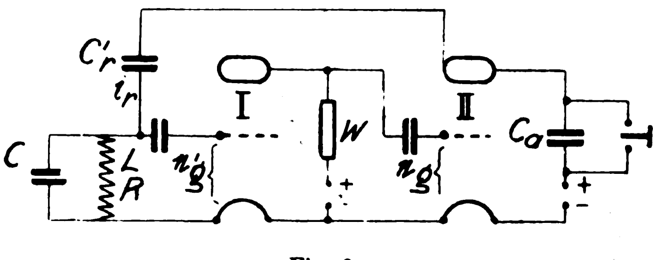


Fig. 2.

einfallenden Signale erzeugt. Eine solche Selbstüberlagerung läßt sich mit der beschriebenen ähnlichen Schaltung erreichen, es ist nur nötig, den Schwingungskreis zwischen Gitter und Kathode des Rohres 1 zu legen, während hinter der Anode des Rohres 2 ein Blockkondensator mit parallel geschaltetem Telephon Platz findet. Die Schaltung selbst ist in Fig. 2 dargestellt. Die Wechselspannung $\mathfrak{v}_g'$ am Schwingungskreise wird zunächst durch die erste Röhre verstärkt und in der Phase umgekehrt, so daß am Gitter der zweiten Röhre jetzt die entgegengesetzte Phase anliegt. Der Anodenwechselstrom i_a der zweiten Röhre geht zum größten Teil über den Blockkondensator C_a. Die an demselben hervorgebrachte Spannung wirkt durch den Rückkoppelungskanal C_r' auf den Schwingungskreis ein. Für diesen Fall gilt wieder die Beziehung

$$\frac{\mathfrak{v}_g'}{\mathfrak{v}_g} = D' \frac{W + R_i'}{W} \tag{4}$$

Für die zweite Röhre gilt

$$\frac{\mathfrak{v}_g}{D} = i_a R_i + \mathfrak{v}_a \tag{2}$$

Den Anodenwechselstrom i_a findet man aus der Beziehung

$$\mathfrak{v}_a = \frac{i_a - i_r}{C_a x} \qquad i_a = \mathfrak{v}_a C_a x + i_r \tag{15}$$

und dieses in (2) eingesetzt ergibt

$$\frac{\mathfrak{v}_g}{D} = \mathfrak{v}_a (1 + C_a x R_i) + i_r R_i \tag{16}$$

Nun können aber die Verhältnisse $\mathfrak{v}_g : \mathfrak{v}_a : i_r$ durch L, R, C, C_r' ausgedrückt werden, wobei als Schwingungsgleichung sich ergibt

$$\frac{R + Lx}{DD' \frac{W + R_i'}{W}} = (1 + C_a x R_i)\left[(R + Lx) + \frac{1 + CRx + CLx^2}{C_r' x}\right] + R_i(1 + CRx + CLx^2)$$

oder

$$(R + Lx)\left[\frac{1}{DD'} \cdot \frac{W}{W + R_i'} - (1 + C_a x R_i)\right] = (1 + CRx + CLx^2)\left(R_i \frac{C_a + C_r'}{C_r'} + \frac{1}{C_r' x}\right)$$

$$\frac{R + Lx}{1 + CRx + CLx^2} = \frac{R_i \frac{C_a + C_r'}{C_r'} + \frac{1}{C_r' x}}{\frac{1}{DD'} \cdot \frac{W}{W + R_i'} - 1 - C_a x R_i} \tag{17}$$

Der rechtsstehende Ausdruck tritt an die Stelle des negativen Widerstandes.

Den Zähler können wir schreiben:

$$\frac{1}{C_r' x}\left[1 + R_i : \frac{1}{(C_a + C_r')x}\right] \tag{18}$$

Der innere Widerstand R_i der verwendeten Röhre betrug 40000 Ohm, der Blockkondensator C_a 20000 cm. Für eine Frequenz $\omega = 2\pi \cdot 24 \cdot 10^3$ berechnet sich der Scheinwiderstand

$$\frac{1}{C_a\,\omega} \text{ zu } 300 \text{ Ohm}$$

Das Einsetzen der Schwingungen erfolgt für den Wert $C_r' = 80$ cm des Rückkoppelungskondensators[1]). Die Rückkoppelung wächst bei einer Zunahme von C_r'. Somit wird das Verhältnis

$$R_i : \frac{1}{(C_a + C_r')\,\omega}$$

stets über 100 liegen, und in (18) ist 1 gegen $R_i : \frac{1}{(C_a + C_r')\,x}$ zu vernachlässigen, indem hinzukommt, daß $\frac{1}{C_r'\,x}$ eine senkrechte Komponente zu $R_i \cdot \frac{C_a + C_r'}{C_r'}$ liefert. Die Gleichung (17) reduziert sich auf

$$\frac{1 + CRx + CLx^2}{R + Lx} = \frac{1}{R_i} \cdot \frac{C_r'}{C_a + C_r'} \cdot \left[\frac{1}{DD'} \cdot \frac{W}{W + R_i'} - 1 - C_a\,x\,R_i\right] \quad (19)$$

eine in x quadratische Gleichung. Es kann daher die im vorigen Artikel angestellte Betrachtung in aller Strenge Anwendung finden, und da tg ψ zufolge $- C_a\,x\,R_i$ negativ ausfällt, wird der schwingende Kreis in einer Frequenz erregt, die etwas unterhalb seiner Eigenfrequenz liegt. Bei wachsender Rückkoppelung, also zunehmendem C_r' wächst auch R_i, so daß eine Frequenzabnahme resultiert, worauf später noch zurückzugreifen ist. Auf den Leiter W in der Anodenleitung der ersten Röhre findet die Betrachtung in gleicher Weise wie zuvor Anwendung. So ruft ein dem Leiter W parallel gelegter zunehmender kleiner Kondensator trotz der damit eintretenden Abnahme der Rükkoppelung im allgemeinen ebenfalls eine Frequenzverminderung hervor.

§ 4. Anwendungen der Schaltung der Fig. 1.

Die Schaltung der Fig. 1 ist zur Erzeugung von niederfrequenten, wie auch von hochfrequenten Schwingungen anwendbar. Man kann bei Verwendung von hochfrequenten Schwingungen mit dieser Anordnung einen kleinen Überlagerungssender herstellen. Es ist dabei

---

1) Bei Verkleinerung des Blockkondensators C_a wird auch der Wert von C_r', bei welchem das Einsetzen der Schwingungen erfolgt, entsprechend kleiner ausfallen. Vgl. Gleichung (19). In der Tat gelingt es durch Verkleinerung von C_a und Fortlassen des Überbrückungskondensators C_r' das Eigenüberlagern der Hochfrequenzverstärker experimentell darzustellen.

jedoch bei der Feststellung der Periode desselben der Rückkoppelungskanal etwas hinderlich. Besser ist dieses bei der Erzeugung von niederfrequenten Schwingungen. Nimmt man die Größen des Schwingungskreises

$$L = 10^9 \text{ cm} \qquad R = 150 \text{ Ohm} \qquad C = 21\,000 \text{ cm}$$

so berechnet sich die Eigenschwingung des Kreises zu $= 1040$, die in (9) entwickelte Frequenz unterscheidet sich nur um $^1/_{30}\,^0/_0$. Als Leiter im Anodenkreis der ersten Röhre benutzt man meistens Silitwiderstände, die aber zweckmäßiger durch hohe Graphitwiderstände, welche innerhalb eines Glasrohres durch niedergeschlagenen Kohlenstoff gebildet werden können (Multohm, Leipzig)[1]) ersetzt werden können.

Von großer Bedeutung ist diese Schaltung, wenn es sich darum handelt, eine elektrische Frequenz, welche die Periode des Schwingungskreises der zweiten Röhre besitzt, durch den Kreis hindurchzulassen. Man stellt durch richtige Wahl des Überbrückungskondensators die Anordnung dicht vor Selbsterregung. Von außen einfallenden Frequenzen wird dann nur die Frequenz des Schwingungskreises (L, C, R) verstärkt. Natürlich darf man nicht so weit mit der Rückkoppelung gehen, daß die Schwingungen, wenn sie einmal eingesetzt haben, nicht wieder auslöschen. Praktisch läßt sich ein großer Bereich finden, in welchem durchzulassende Signale nur verstärkt werden, ohne dabei ein störendes Nachklingen zu zeigen. Man kann diese Anordnung auch so formal auffassen, daß man sich dem Schwingungskreise parallel einen negativen Widerstand denkt, welcher die Dämpfung des Kreises reduziert.

Solange es sich um Tonfrequenzen handelt, sind die dem Rückkoppelungskanal (C_r', C_r) parallel liegenden Kondensatoren innerhalb der Röhren von keiner erheblichen Bedeutung. Dem Kondensator C_r liegt der Gitter-Kathodekondensator der ersten Röhre parallel, welcher ungefähr eine Kapazität von 10 cm in den üblichen Verstärkerröhren besitzt; parallel zum Kondensator C_r' liegt die Kapazität zwischen dem Gitter der ersten Röhre und der Anode der zweiten Röhre. Diese Kapazität ist im allgemeinen außerordentlich klein, kann jedoch durch Leitungsführung erheblich beeinflußt werden.

Bei kleinem C_r' gegen C hat der Rückkoppelungskanal keinen Einfluß auf die sich ausbildende Frequenz, ebenfalls ist der negative Widerstand, welcher für das Schwingen des Kreises L, C, R erforder-

1) W. Hofmann, Ztschr. f. techn. Phys. 1920, Nr. 11, S. 256.

lich ist, unabhängig von C_r und C_r', da ja zufolge (8) die Beziehung besteht $|R_n| = \frac{L}{CR}$. Somit folgt aus der Bestimmung von $|R_n|$ in (6), daß beim Aussetzen der Schwingungen das Verhältnis $\frac{C_r + C_r'}{C_r'}$ und ebenso $\frac{C_r}{C_r'}$ immer das gleiche sein muß. In dem untersuchten Fall war das Verhältnis = 40. Läßt man die Kondensatoren C_r' und C_r fort, so werden bei hinreichender Isolation noch immer Schwingungen auftreten, und man wird dem Gitter-Kathodekondensator der ersten Röhre noch eine kleine Kapazität zuschalten müssen, ehe die Schwingungen aussetzen. Dies beweist, daß die offene Kapazität zwischen Gitter der ersten Röhre und der Anode der zweiten Röhre nur wenig unter 1 cm herabgedrückt werden kann. Beim Zuschalten von sehr kurzen Drähten oder Metallteilen erfolgt bereits das Einsetzen der Schwingungen, so daß überaus kleine Kapazitäten nachweisbar sind.

Wenn $C_r' < \frac{C}{1000}$ gemacht wird, so kann die Änderung von C_r auf die Frequenz keinen merklichen Einfluß haben, wodurch Tonquellen von außerordentlicher Konstanz und immer wieder herstellbarer Frequenz sich ergeben.

Man kann das Aussetzen der Schwingungen bei einem bestimmten Kapazitätsverhältnis zur Bestimmung sehr kleiner elektrostatischer Kapazitäten verwenden. Bei sachgemäß physikalischem Schaltungsbau zeigt sich, daß das Aussetzen der Schwingungen bei der Veränderung von C_r oder C_r' mit großer Genauigkeit bei den gleichen Einstellungswerten der Kapazitäten liegt. Daher läßt sich das Verhältnis $\frac{C_r}{C_r'}$ für die vorliegenden Zwecke genügend genau bestimmen. Man setzt beispielsweise zunächst für C_r' eine meßbare Kapazität C_{ra}', die kleiner ist als $^1/_{100}\, C$ und bestimmt das Aussetzen der Schwingungen für eine gegebene Kapazität C_{ra}. Sodann setzt man für C_r' die zu messende Kapazität C_{rx}' und ermittelt in gleichem Sinne die zugehörige Kapazität C_{rb}. Aus der Proportion: $C_{ra} : C_{ra}' = C_{rb} : C_{rx}'$ ergibt sich dann C_{rx}'.

Nach diesem Verfahren ergibt sich beispielsweise der Gitter-Kathodekondensator eines Telefunken-Verstärkerrohres mit zugehörigem Sockel zu 10 cm (Rohrtype E.V.E. 173). Aus diesem Wert sieht man, daß

bei großen Frequenzen oder kleinen Wellen der Kondensator innerhalb der zweiten Röhre, welcher zu dem Anodenwiderstand der ersten Röhre parallel liegt, von erheblicher Bedeutung werden kann. Weiterhin ist von Interesse die Kapazität des Gitter-Anodenkondensators einer Senderöhre, welcher nach diesem Verfahren sich zu 7 cm bei einer Siemens-10 Wattröhre ergab. Beachtet man, daß bei guter Ausnutzung einer Senderöhre am Gitter-Anodenkondensator eine Wechselspannung herrschen muß, deren Amplitude gleich der Betriebsgleichspannung ist, so berechnet sich bei Welle 1000 die Amplitude des Wechselstroms, der auf einen solchen Kondensator fließt, zu 5,9 mA, wenn die Betriebsspannung 400 Volt beträgt.

§ 5. Anwendung der Schaltung zur Selbstüberlagerung.

Zur Aufnahme von Wellen über 2000 m ist die in Fig. 2 angegebene Schaltung von erheblichem Vorteil. Als Empfänger benutzt man zweckmäßig zwei Flachspulen, für einen Wellenbereich von 6000 bis 20000 m in der Größenordnung von $20 \cdot 10^6$ cm, während als Drehkondensator 2000—4000 cm nützlich sind. Die Antenne und Erde wird parallel zu den Belegungen des in dem Antennenkreise vorhandenen Drehkondensators angeschlossen. Der Verstärker wird von einem Teil der sekundären Selbstinduktion abgezweigt, bei $20 \cdot 10^6$ cm bewährte sich als Abzweig $7 \cdot 10^6$ cm. Empfängt man so die aufzunehmenden Stationen mit Selbstüberlagerung, so läßt sich eine große Selektivität bei der Aufnahme dadurch erzielen, daß man hinter die Zweiröhrenanordnung einen elektrischen Schwingungskreis einschaltet, welcher durch seine Abstimmittel auf eine bestimmte hörbare Frequenz abgestimmt ist. Die sich dabei ergebende Schaltung ist aus der Fig. 3 ersichtlich. Ein Teil der Selbstinduktion des Tonkreises wird durch einen Übertrager gebildet, welcher mit seiner Sekundärwicklung an einen gewöhnlichen Niederfrequenzverstärker angeschlossen ist. Die mit dieser Anordnung erhaltene Selektivität ist eine recht gute zu nennen; sie genügt beispielsweise vollkommen, um bei Lichtbogensendern mit Verstimmungswelle den positiven zeichengebenden Ton einwandfrei von der um 2 % verschiedenen Verstimmungswelle zu trennen.

Es läßt sich jedoch mit Hilfe der Schaltung zur Selbstüberlagerung eine andere Methode zu Erhöhung von Selektivitäten ersinnen. Man muß zu diesem Zwecke allerdings einen Überlagerer im Antennenkreise hinzunehmen. Stellt man bei loser Koppelung zwischen Primär- und Sekundärsystem die Rückkoppelung bei dem Zweilampensystem so ein, daß

das System kurz vor dem Anschwingen steht, so genügt eine geringe Energiezufuhr aus dem Antennenkreise, um dieses Schwingen wirklich

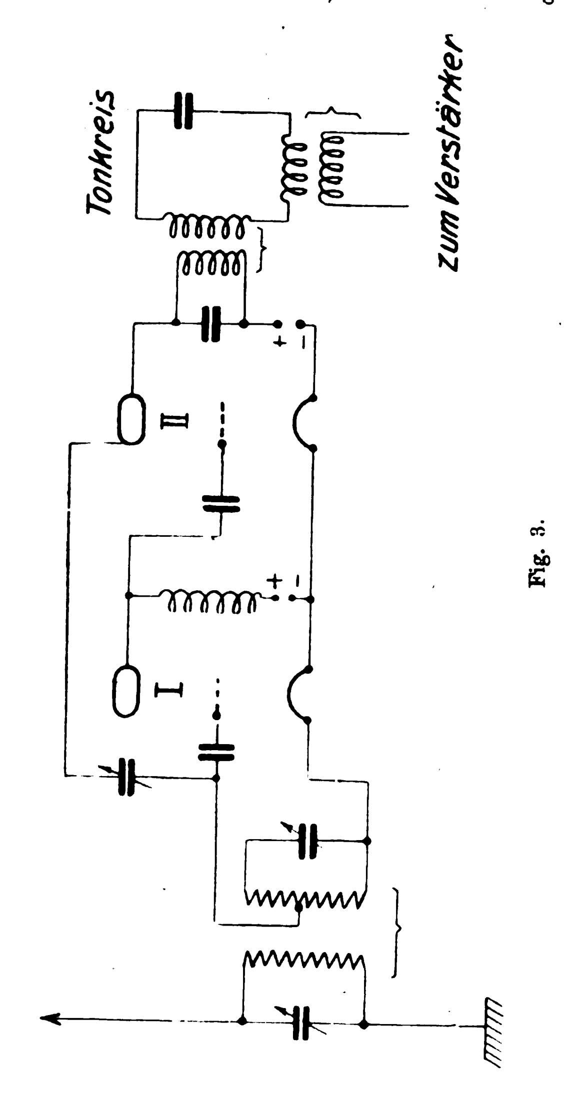


Fig. 3.

eintreten zu lassen. Fehlt die Fremderregung im Antennenkreise, so erdrückt dieser infolge seiner Abstimmung die Schwingung, wovon man sich leicht überzeugt, wenn man den Kondensator des Antennen-

kreises um einen geringen Wert verstimmt. Liefert jetzt der Überlagerer eine Hochfrequenzschwingung, welche mit derjenigen des Zweiröhrensystems hörbar interferieren kann, so wird der eintretende Ton nur durch die richtige aus der Antenne einfallende Frequenz zum Anklingen kommen. Grundsätzlich läßt sich dieses Verfahren auch mit Audion und Rückkoppelung magnetischer Art erzeugen, es gelingt aber besonders leicht und einwandfrei unter Benutzung des Zweiröhrensystems, da das Anklingen der Schwingungen sehr fein einreguliert

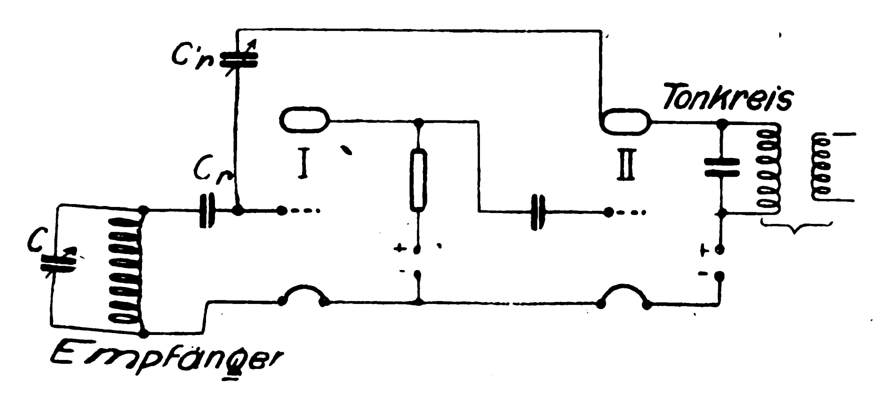


Fig. 4.

und so eingestellt werden kann, daß kein störendes Nachklingen beim Aufhören der Energiebelieferung aus der Antenne auftritt. Dieses Verfahren stellt allerdings an die Kohstanz der Periode der sendenden Stationen sehr hohe Anforderungen, auch hat es den Nachteil, daß bei loser Koppelung zwischen Primär- und Sekundärkreis Luftstörungen ebenfalls zum Anstoß der Schwingungen beitragen, was bei später zu erwähnenden Anordnungen bedeutend weniger der Fall ist.

Eine weitere, ebenfalls recht brauchbare Anordnung, um eine bestimmte Welle durch das Zweiröhrensystem selektiv hindurchzulassen, besteht darin, daß man gewissermaßen die Vorgänge der Schwingungserregung nach Figg. 1 und 2 zusammenfaßt. Wenn man einen Tonerzeuger nach Fig. 1 dicht vor Selbsterregung einstellt, so kann man unter Umständen gleichzeitig das System so erregen, daß es die Überlagerungsschwingung zum Empfang einer hochfrequenten Schwingung liefert. Dies gelingt in einer Anordnung, wie sie in Fig. 4 dargestellt ist. Die hochfrequenten Wechselspannungen des Empfängerkreises gelangen durch einen Kondensator an das Gitter und die Kathode der

ersten Röhre, in welcher sie durch Hochfrequenzverstärkung in der Amplitude verstärkt werden, wobei aber durch die Überlagerung eine Audionwirkung hinzukommt. Für niederfrequente Spannungen bildet die Spule des Empfängers einen Kurzschluß, so daß es immer gelingen muß, durch richtige Einstellung des Überbrückungskondensators C_r' zwischen erstem Gitter und zweiter Anode das System dicht vor die Erregung der Niederfrequenz zu bringen. Praktisch verfährt man so, daß man mit den Kondensatoren C und C_r' durch Einstellung von C_r' die Erregung der Überlagerungsschwingung einstellt. Ist diese vorhanden, so erwirkt man durch Verkleinerung des Drehkondensators C_r daß nunmehr die Neigung des Systems die Niederfrequenz zu begünstigen größer wird, bis dasselbe dicht vor Schwingungserregung steht. Beobachtet man in dieser Weise eine mit Hochfrequenzmaschine ausgerüstete Station, so findet man, daß deren Periode meistens zu inkonstant ist, um die durch das System bedingte Selektivität auszunutzen. Dies wird besonders deutlich, wenn man lose mit dem niederfrequenten Schwingungskreis des Zweilampensystems einen Niederfrequenzverstärker koppelt, welcher auf ein Einfadenelektrometer als Indikator arbeitet. Bei Beobachtung der Ausschläge sieht man die kleinen Schwankungen der einfallenden Hochfrequenz außerordentlich scharf, indem bei genauem Treffen der eingestellten Periode diese zu großen Ausschlägen des Elektrometers führt, bei geringer Abweichung dagegen den Ausschlag fast verschwinden läßt.

Eine weitere Durchbildung dieser Schaltung für gleichzeitige hochfrequente Erregung bedeutet die Anwendung zweier Rückkoppelungs-Kanäle. Solche erhält man bereits, wenn man den Gitterkondensator C_r (Fig. 4) direkt in die Gitterzuleitung wie in Fig. 3 schaltet. Dann reguliert der ursprüngliche Kanal durch den Kondensator C_r nur die Hochfrequenz und kommt für den Tonkreis nur als minimale Verstimmung in Betracht. Hingegen wird durch die offene (Schaltungs-)Kapazität, welche durch Gitter des ersten Rohres und Anode des zweiten Rohres sowie den Leitungen gebildet wird, ein zweiter Kanal geschaffen, welcher für die Rückkoppelung der niederfrequenten Schwingung maßgeblich ist. Praktisch nützlich ist es diese offene Kapazität durch einen sehr kleinen Kondensator zu unterstützen, während andernfalls C_r zu klein ausfällt.

Mit dieser Anordnung gelingt es leicht die Rückkoppelung beider Frequenzen zu trennen. Es können dann beide Frequenzen auch niederfrequent gewählt werden, wenn nur die im Schwingungskreis am Gitter der ersten Röhre vorhandene Frequenz die höhere ist, und

es sind beide Frequenzen an der Stelle des Umspringens von der einen in die andere Frequenz gleichzeitig erzeugbar.

§ 6. Erregung von Koppelungswellen mit Hilfe eines Zweiröhrensystems.

Koppelt man die Spulen des Primär- und Sekundärkreises in der Fig. 3 ziemlich fest miteinander, während am Sekundärkreis die Zweilampenordnung in der beschriebenen Weise angeschlossen ist, so daß Selbsterregung vorhanden ist, so läßt sich mit Hilfe des Überbrückungskondensators C_r' eine Verstimmung des Sekundärsystems gegenüber dem primären hervorrufen. Man beobachtet nun beim langsamen Anwachsen der Kapazität des Überbrückungskondensators, daß bei einer bestimmten Kapazität desselben im Beobachtungstelephon im Anodenkreis der zweiten Röhre für kurze Zeit ein Ton anklingt, welcher meistens den Bruchteil einer Sekunde anhält und in seiner Höhe abhängig ist von der Größe der Koppelung der beiden Kreise. Offenbar handelt es sich hierbei um das Auswechseln beider möglichen Schwingungen in einer Form, bei der beide Frequenzen längere Zeit hindurch gleichzeitig vorhanden sind. Dies kann nur eintreten in dem Gebiet des Ziehens, also in der Nähe der Resonanz, wenn die kritische Koppelung überschritten ist.[1] Es wurde nun nach Bedingungen gesucht, unter denen sich beide Schwingungen stabilisieren ließen. Ist eine der beiden Schwingungen vorhanden, so ist an und für sich kein Grund, warum die zweite gleichzeitig hinzutreten sollte. Tritt sie tatsächlich hinzu, so muß ein weiterer Umstand, der mit den Koppelungswellen an und für sich nichts zu tun hat, hinzukommen. In der Tat findet sich dieser Umstand in der rhythmischen Aufladung des Gitters der zweiten Röhre. Dieses Gitter ist durch den Übertragungskondensator abgeriegelt. Schwingt das System und ist die Rückkoppelung stark, so findet man die rhythmischen Aufladungsstöße, die in einem periodischen Knacken im Telephon sich äußern, dadurch hervorgerufen, daß das Gitter durch die Schwingungen stark negativ aufgeladen wird, diese dadurch zum Aussetzen bringt, bis bei Abfluß der Ladung wieder ein Einsetzen derselben erfolgen kann. Bei Verkleinerung der Rückkoppelung wird die Periode der Gitterladungsstöße schneller. Es muß also eine Rückkoppelung vorhanden sein können, bei welcher diese Periode gleich der Periode der Schwebungs-

1) Dissertation von Heegner, Elektrotechnisches Archiv, Band 9, Heft 4.

frequenz der Koppelungsschwingungen wird. Stellt man die Größe dieser Rückkoppelung ein, so tritt die Schwebungsfrequenz tatsächlich hörbar auf. Eine weitgehende Stabilisierung kann sich ergeben, wenn der in dem Anodenkreise der ersten Lampe vorhandene Widerstand etwas Selbstinduktion enthält, während parallel zu ihm ein Drehkondensator C_p von ungefähr 100 cm liegt, Fig. 5. Bei richtiger Wahl der Größe dieses Kondensators läßt es sich erreichen, daß die Stellen, bei welchen das Umspringen von der einen auf die andere Frequenz eintritt, bei der-

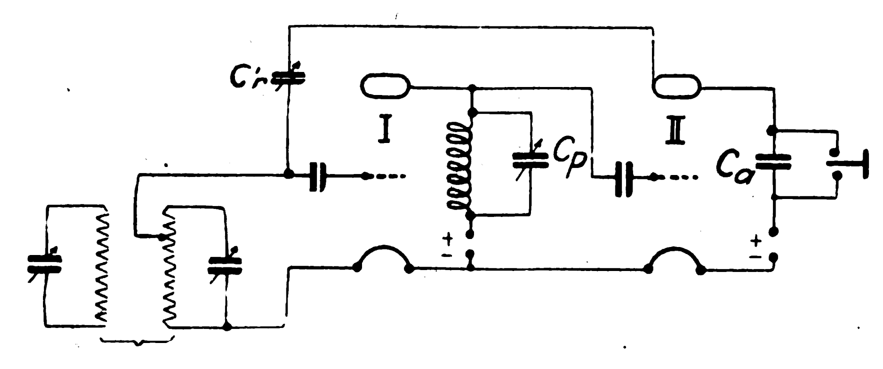


Fig. 5.

selben Kondensatorstellung des Sekundärkreises liegen, während dieselben im allgemeinen bei verschiedenen Kapazitätswerten von C_p liegen, abhängig von der Seite, von der man die Annäherung an die Resonanzlage vornimmt. Das Auftreten der beiden Koppelungswellen wird dann stabil, wenn das Ziehen vermieden wird und die beiden Springstellen zu einer zusammenrücken. Dabei kann durch die Größe des Parallelkondensators zum Widerstand im Anodenkreise der ersten Lampe das Anklingen des Schwebungstones der beiden Koppelungswellen sehr weich gemacht werden. Bei diesen Versuchen war der Antennenkreis durch einen wenig gedämpften geschlossenen Schwingungskreis ersetzt. Schaltet man die Antenne an, so zeigt sich, daß ein dauerndes Tönen sehr viel seltener sich stabilisiert.

Daß bei dem Auftreten des Schwebungstones tatsächlich beide Koppelungswellen schwingen, läßt sich sehr leicht mit Hilfe eines Überlagerers feststellen. Befindet sich die Welle des Überlagerers noch in einiger Entfernung von den Koppelungswellen, so werden außer dem Schwebungston der Koppelungswellen zwei hohe (sehr nahe beieinander liegende) Überlagerungstöne schwach gehört. In der Nähe der Koppe-

lungswellen tritt der tiefere mit der näher liegenden Kopplungswelle gebildete Überlagerungston stärker hervor. Er bildet beim Zusammenfallen mit dem Schwebungston der Koppelungswellen deutlich mit diesem Schwebungen. Der mit der entfernter liegenden Koppelungswelle gebildete Überlagerungston bildet dann gerade die Oktave und ist schon aus diesem Grunde schwerer wahrnehmbar. Die beim Zusammenfallen der Überlagerungswelle mit der einen Koppelungswelle zu erwartenden Schwebungen sind, wie verständlich, schwerer zu beobachten.

Die Anwendung des Auftretens der Koppelungswellen zu Meßzwecken liegt nahe. Beispielsweise läßt sich der Koppelungsgrad zweier Spulen ermitteln, wenn man die Schwebungsfrequenz, die durch die beiden Koppelungswellen erhältlich ist, kennt und andererseits die Wellenlänge des ungekoppelten Systems ermittelt. Benutzt man Flachspulen als Empfangsspulen, so kann man beim Übereinanderschieben der Spulen unter gleichzeitiger Beobachtung der Schwebungsfrequenzen ohne Mühe die Lage der festesten Koppelung oder auch die Orte gleich fester Koppelung ermitteln. Bei Kapazitätsmessungen wird der durch die Koppelungswellen erzeugte Ton unter Benutzung eines kleinen Hilfssenders, an dessen Kondensator die zu untersuchende Kapazität angeschaltet wird, zur Beobachtung von Schwebungen ein willkommener und empfindlicher Indikator sein.

§ 7. Anwendung der Koppelungswellen zum Empfang drahtloser Stationen.

Die im vorstehenden Artikel beschriebene Erscheinung läßt sich praktisch sehr gut zur Erzeugung einer Selektivität ausnutzen. Man stellt dabei das Zweiröhrensystem so ein, daß es kurz vor dem Schwingen beider Koppelungswellen steht. Schwingt hierbei die kürzere der beiden, so wird die längere durch eine Außenerregung von einer sendenden Station mitangeregt werden können. Die Einstellung hierfür ist immer dadurch zu erreichen, daß man bei der Abstimmung des Sekundärsystems, von kleinen Kapazitäten kommend, an die Resonanzlage herangeht, bei Abstimmung des Antennensystems von hohen Kapazitäten. Gleichzeitig ist bei dieser Annäherung an die Resonanzlage ein großer Zuwachs der Empfangslautstärke festzustellen, welcher seine Grenze erreicht in der Einstellung, bei der die Empfangsschwingung in die aufzunehmende Schwingung umspringt. Damit der beschriebene Zustand gut eintreten kann, ist in den Röhren sehr hohes Vakuum erforderlich; die Gitter müssen dabei abgeriegelt

sein; die Isolation der ganzen Anordnung muß sehr gut sein. In diesem Falle kann man sehr nahe an die Stelle des Dauertönens herangehen, ohne daß dieses tatsächlich eintritt. Schaltet man einen Silitwiderstand zur Ableitung des Gitters ein, so ist die Erscheinung sehr viel schwieriger einzustellen; besonders ereignet es sich in diesem Falle, daß bei der Aufnahme einer Station plötzlich der Schwebungston der Koppelungswellen einsetzt ohne wieder zurückzugehen, so daß es in die Aufnahme wie ein Glockenschlag hineinklingt. Diese Erscheinung ist zuerst wohl von Hazeltine[1]) beobachtet worden, bei Verwendung eines Audions in gekoppelten Systemen. Da Hazeltine nicht angibt, Silitwiderstände zur Gitterableitung benützt zu haben, ist es sehr wahrscheinlich, daß seine Lampen geringeres Vakuum als die von uns benutzten Telefunkenlampen gehabt haben. Die Bedeutung des rhythmischen Aufladens des Gitters beim Anklingen von Koppelungswellen ist von Hazeltine auch erkannt worden, jedoch ist es ihm nicht gelungen, dieselben praktisch verwenden zu können. Um einen Überblick über die Größenordnungen der verwendeten Kapazitäten zu haben, sei angegeben, daß als Telephonkondensator 10000 cm zweckmäßig war; als Überbrückungskondensator diente meistens ein Drehkondensator bis zu 500 cm, während der Kondensator parallel zur Anodendrossel 100—150 cm als Einstellungswerte zeigte. Die Selbstinduktion in den Empfängerspulen betrug 20000000 cm.

Der Nachteil dieser Empfangsmethode, daß beim Empfang sehr schwacher Intensitäten sehr nahe an die Resonanzlage herangegangen werden muß und jederzeit ein Umspringen der Welle des Empfängers und das damit verbundene Ausfallen der Zeichen erfolgen kann, läßt sich durch gleichzeitige Verwendung eines Überlagerers beheben. Indem man diesen auf die Welle des Empfängers einstellt, findet eine Stabilisierung dieser Welle statt. Überschreitet man nunmehr die Resonanz, so findet ein weiteres Anwachsen von Lautstärke und Empfindlichkeit statt, das allmählich in ein Nachklingen und schließlich in ein Dauertönen ausartet. Durch den zur Anodendrossel der ersten Röhre parallel gelegten Kondensator läßt sich indessen der Zustand jederzeit so einstellen, daß kein störendes Nachklingen oder gar ein Weitertönen des Systems erfolgt. Auch hat sich bei dieser Empfangsmethode gezeigt, daß die Luftstörungen hierbei in weitgehendem Maße zurücktreten, was besonders bei Verwendung von Rahmenantennen praktisch zum Schreibempfang ausgenutzt werden kann.

---

1) Hazeltine, Proceedings of the Institute of Radio Engineers 1917.

Eine schematische Darstellung der Vorgänge dieser beiden Empfangsarten gibt Fig. 6a und b. Aufgetragen ist für beide Wellen in Abhängigkeit von der Verstimmung beider Kreise der Widerstand, den der Antennenkreis im Kreise der Lampenanordnung hervorruft (wie üblich induzierter Widerstand genannt). Die Welle mit dem kleineren induzierten Widerstand ist dann die stärker rückgekoppelte, stabile Welle. Bei Resonanz sind beide Wellen gleichberechtigt. Die der Welle des Empfängers zugehörige Kurve ist mit

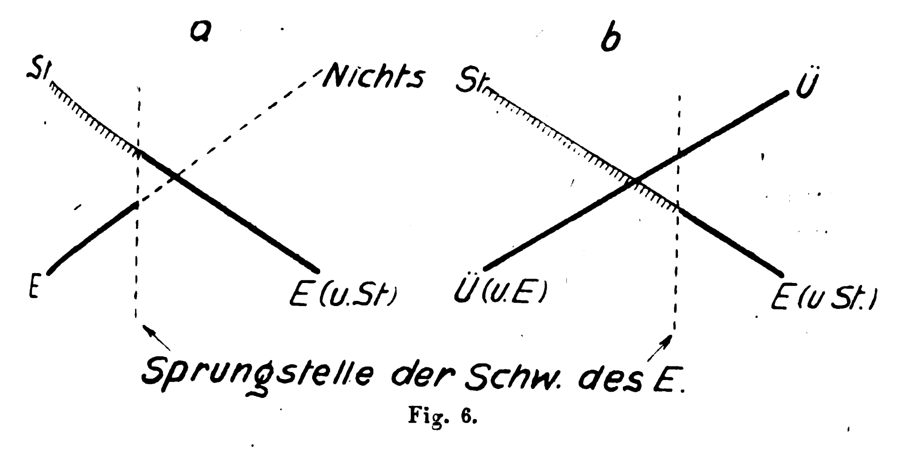


Fig. 6.

E bezeichnet, die zu empfangende Welle mit *St* bezeichnet und mit Strichen versehen, solange die Station zu hören ist. Im ersten Falle kann bereits dicht vor der Resonanz durch Luftstörungen und andere äußere Anlässe der Sprung der Welle des Empfängers erfolgen (durch eine strichpunktierte Gerade angedeutet), während im zweiten Falle die Resonanzlage überschritten werden kann. Obwohl dann die Welle des Empfängers an und für sich als die schwächer rückgekoppelte Schwingung erscheint, wird sie zunächst durch die Überlagerung noch gefestigt, so daß beim Aussetzen der Zeichen immer nur diese Welle übrig bleibt. Indessen erfolgt beim weiteren Überschreiten schließlich der Sprung der Welle, und es liefern Empfänger und Überlagerer einen dauernden Schwebungston.

Komplexe Winkelgeschwindigkeiten und deren Verwendung in der Elektrotechnik.

Von **August Hund.**

(Fortsetzung.)

Problem Nr. 6.

Finde die äquivalente Impedanz des Primärkreises der Anordnung der Figur 3.[1])

Lösung.

a) Der Primärkreis sei der Schwingungserzeuger und der Sekundärkreis ein Resonator.

Wenn der Resonator zunächst weggedacht ist und das Primärsystem frei und ungehindert ausschwingt, so hat man die verallgemeinerte Impedanz als

$$z_1 = r_2 + n L_1 + \frac{1}{n C_1} = 0$$

Eine entsprechende Beziehung gilt für den sich selbst überlassenen Sekundärkreis und man hat

$$z_2 = r_2 + n L_2 + \frac{1}{n C_2} = 0$$

Wenn beide Kreise aufeinander einwirken, wird die scheinbare Primärimpedanz z_1 geändert. Die äquivalente Impedanz $z_1{}^1$ könnte man aus dem Quotienten

$$\frac{V_{01} \varepsilon^{nt}}{I_{01} \varepsilon^{nt}} = n \frac{d z_1{}^1}{d n} = \frac{V_{01}}{I_{01}} = \mathfrak{A}_1$$

erhalten, wenn man Kondensatorspannung und Strom zu einer bestimmten Zeit kennt, oder am besten, wenn die Gleichung für den Beginn der Entladung ausgedrückt ist. Die äquivalente Impedanz $z_1{}^1$ erhält man dann durch Integration.

Das hier angewandte Verfahren eliminiert den Stromwert und setzt keine Kenntnis der maximalen Kondensatorspannung voraus. Der Weg zur Lösung ist derjenige, welcher für gewöhnliche Sinusströme verwendet wird, mit dem Unterschied, daß die komplexe Winkelgeschwindigkeit vorkommt.

Man hat also

---

1) Siehe Seite 448 des vorhergehenden Heftes.

$$\begin{cases} \left[r_1 + n L_1 + \dfrac{1}{n C_1}\right] I_{01} + n M I_{02} = 0 \\ \left[r_2 + n L_2 + \dfrac{1}{n C_2}\right] I_{02} + n M I_{01} = 0 \end{cases}$$

$$I_{02} = -\frac{n M I_{01}}{r_2 + n L_2 + \dfrac{1}{n C_2}}$$

und

$$I_{01}\left[r_1 + n L_1 + \frac{1}{n C_1} - \frac{n^2 M^2}{r_2 + n L_2 + \dfrac{1}{n C_2}}\right] = I_{01} z_1'$$

Die äquivalente Impedanz ist also

$$\left.\begin{aligned} z_1' &= z_1 - \frac{[n M]^2}{z_2} \\ &= z_1 - \frac{L_1 L_2 [n K]^2}{z_2} = 0 \end{aligned}\right\} \tag{51}$$

woraus man ersehen kann, daß die äquivalente verallgemeinerte Impedanz z_1' immer kleiner als der scheinbare Wert z_1 ist, im Falle Ströme in einem Sekundärkreis induziert werden. Aus der Gleichung (51) ist zu ersehen, daß die Abnahme der scheinbaren Primärimpedanz z_1 zum Teil mit dem Quadrat der komplexen Winkelgeschwindigkeit anwächst, d. h. das Dekrement der resultierenden Schwingung beeinflußt mehr oder weniger den Wert der Momentanimpedanz. Gleichung (51) kann auf denselben Ausdruck, wie in Gleichung (32) angegeben, gebracht werden und ermöglicht somit die Bestimmung der komplexen Winkelgeschwindigkeit aus den Konstanten der Stromkreise.

b) Der Primärkreis sei der Schwingungserzeuger, und ein aperiodischer Sekundärkreis, bestehend aus Selbstinduktion und Widerstand, ist magnetisch gekuppelt.

Gleichung (51) stellt wiederum die Lösung dar, wenn die verallgemeinerte Kapazitätsreaktanz $\dfrac{1}{n C_2}$ gleich Null gesetzt wird. Ein aperiodischer Sekundärkreis erzeugt also folgende äquivalente Primärimpedanz

$$z_1' = r_1 + n L_1 + \frac{1}{n C_1} - \frac{L_1 L_2 [n K]^2}{r_2 + n L_2} = 0 \tag{52}$$

wenn auf die Form

$$\left.\begin{aligned} z_1{}^1 &= \left[r_1 + \frac{n^2 M^2}{n^2 L_2{}^2 - r_2{}^2} r_2\right] + n\left[L_1 - \frac{n^2 M^2}{n^2 L_2{}^2 - r_2{}^2} L_2\right] + \frac{1}{n C_1} \\ &= \left[r_1 + \frac{n^2 K^2 L_1 L_2}{n^2 L_2{}^2 - r_2{}^2} r_2\right] + n\left[L_2 - \frac{n^2 K^2 L_1}{n^2 L_2{}^2 - r_2{}^2} L_2{}^2\right] + \\ &\qquad + \frac{1}{n C_1} = 0 \end{aligned}\right\} \quad (52\,a)$$

gebracht, zeigt, daß wie für gewöhnliche Wechselströme die Abnahme der scheinbaren Impedanz z_1 durch einen doppelten Effekt erzeugt wird, nämlich durch eine Zunahme $\frac{n^2 K^2 L_1 L_2}{n^2 L_2{}^2 - r_2{}^2} r_2$, des scheinbaren Widerstandes r_1, und eine Abnahme $\frac{n^2 K^2 L_1}{n^2 L_2{}^2 - r_2{}^2} L_2{}^2$ der scheinbaren Selbstinduktion L_1. Diese Einflüsse sind um so stärker, je fester die Kopplung gewählt ist, da in dem Inkrement des scheinbaren Widerstandes und in dem Dekrement der scheinbaren Selbstinduktion das Quadrat des Kopplungskoeffizienten K vorkommt. Die äquivalente Primärimpedanz hat deshalb die Form

$$z_1{}^1 = (r_1 + r^1) + n(L_1 - L^1) + \frac{1}{n C_1} = 0 \qquad (52\,b)$$

Diese Gleichung lehrt, daß ein aperiodischer Stromkreis, wenn zu einem Oszillator gekoppelt, dessen scheinbare Periodenzahl $f_1 = \frac{1}{2\pi\sqrt{C_1 L_1}}$ auf einen Wert

$$f_1{}^1 = \frac{f_1}{\sqrt{1 - \frac{L^1}{L_1}}} \qquad (53)$$

erhöht und das scheinbare logarithmische Dekrement $\varDelta_1 = \left(\frac{r_1}{2 L_1}\right) T_1$ zu einem größeren Werte

$$\left.\begin{aligned} \varDelta_1{}^1 &= \frac{r_1 + r^1}{2[L_1 - L^1]} T_1{}^1 \\ &= \frac{[r_1 + r^1]\sqrt{1 - \frac{L^1}{L_1}}}{2 f_1 [L_1 - L^1]} \end{aligned}\right\} \qquad (54)$$

bringt. Von einem mathematischen Standpunkt bedingt die Gleichung (54)

nicht, daß das logarithmische Dekrement $\Delta_1{}^1$ immer größer oder gleich dem Dekrement Δ_1 ist. Ein wenig Überlegung zeigt aber, daß wenn irgend welche Energie in dem Sekundärkreis verbraucht wird, die Schwingungen des Oszillators rascher abklingen werden, d. h. das Dekrement größer ausfällt. Messungen, die von dem Verfasser mit der Differentialmethode angestellt wurden, zeigten, daß im Bereich aller Periodenzahlen die scheinbare Selbstinduktion nur wenig abnimmt, während die Widerstandszunahme sehr beträchtliche Werte annehmen kann, und immer den Einfluß der Selbstinduktion überwiegt. Auf gleiche Weise ist es möglich zu beweisen, daß die äquivalente Impedanz der Gleichung (52a) entweder gleich der scheinbaren ist (für $r_2 = \infty$, offener Sekundärkreis) oder kleiner als dieselbe, da für die andere Grenze (wenn $r_2 = 0$) die Widerstandszunahme vollständig verschwindet und die Änderung der Selbstinduktion durch eine negative Größe bedingt ist.

Für Hochfrequenzmessungen werden oft aperiodische Stromkreise zu Schwingungssystemen gekoppelt. Gewöhnlich ist dann der maßgebende Widerstand des aperiodischen Kreises derjenige eines eingeschaltenen Instrumentes (Hitzdrahtmilliamperemeter, Thermoelemente und dergleichen). Wenn die Kopplung äußerst lose gewählt ist und der induktive Widerstand den Ohmschen des Indikators bei weitem überwiegt, so zeigt das Instrument in derselben Weise an, wie wenn es direkt im Oszillator eingeschaltet wäre, ohne von der Frequenz und Dämpfung der Schwingung abzuhängen, wie in folgendem bewiesen werden soll (Figur 7).

Wenn ein solcher Indikatorkreis mit allen Windungen zu einem Schwingungssystem gekoppelt ist, erhält man von Gleichung (52a) den Ausdruck für die äquivalente Impedanz

$$z_1{}^1 = \left[r_1 + \frac{L_1}{L_2} K^2 r_2\right] + n\left[L_1 - K^2 L_1\right] + \frac{1}{n C_1} = 0 \tag{55}$$

da r_2 im Vergleich zur verallgemeinerten induktiven Reaktanz $n L_2$ vernachlässigt werden darf. Diese Gleichung ist von Bedeutung, weil zwei wesentliche Schlüsse daraus entnommen werden können. Der Ausdruck der ersten Klammer gibt ein Hilfsmittel, den Energieverbrauch des Sekundärsystems von demjenigen des Oszillators zu trennen, während der Wert der zweiten Klammer ermöglicht, die Periodenzahl der Schwingungen für offenen und geschlossenen Sekundärkreis zu berechnen. Man sieht ferner, daß $\frac{L_1}{L_2} K^2 r_2$ die äquivalente Zunahme des

Primärwiderstandes und die äquivalente Abnahme ($K^2 L_1$) der Primärselfinduktion weder von der Frequenz noch der Dämpfung der Schwingungen abhängen, da die komplexe Winkelgeschwindigkeit n überhaupt nicht vorkommt. Dies gilt natürlich nur, wenn M, L_1, L_2 und r_1 von diesen Größen nicht beeinflußt werden, was in den meisten Fällen praktisch erreichbar ist. Man sieht ferner aus obigem Ausdruck, daß der Energieverbrauch im Sekundärkreis mit dem Quadrat des Kopplungskoeffizienten anwächst. Für die Energien W_1 und W_2, welche in dem Primär- und Sekundärkreis verbraucht werden (Strahlung nicht berücksichtigt), hat man dann:

$$W_1 = r_1 I_{1\,\text{eff.}}^2 ; \qquad W_2 = \frac{L_1}{L_2} r_2 K^2 I_{1\,\text{eff.}}^2 \tag{56}$$

und die Energien W_{T_1} und W_{T_2}, welche während einer einzigen Periode in den beiden Kreisen in Wärme umgesetzt worden sind, somit

$$W_{T_1} = \frac{1}{2} r_1 I_{0_1}{}^2 T_1{}^1 ; \qquad W_{T_2} = \frac{1}{2} \frac{L_1}{L_2} r_2 K^2 I_{0_1}{}^2 T_1{}^1 \tag{57}$$

wenn I_{0_1} die Amplitude des Primärstromes während der betreffenden Periode bedeutet. Wenn das logarithmische Dekrement Δ_2, welches durch den Sekundärkreis hervorgerufen wird, eingeführt ist, hat man

$$W_{T_2} = L_1 \Delta_2 K^2 I_{0_1}{}^2 , \tag{58}$$

Auf dieselbe Weise erhält man von Gleichung (46) die Sekundärenergie per Sekunde

$$W_2 = 2 f_1{}^1 L_1 \Delta_2 K^2 I_{\text{eff.}}{}^2 \tag{59}$$

Die anderen wichtigen Schlüsse, die aus Gleichung (55) gezogen werden können, findet man aus den Ausdrücken

$$f_1 = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_1 C_1}} \quad \text{und} \quad f_1{}^1 = \frac{f_1}{\sqrt{1 - K^2}} = \frac{1}{T_1{}^1} \tag{60}$$

welche von den Werten in der zweiten Klammer in Kombination mit der vereinfachten Thomsonschen Formel abgeleitet sind. Die Frequenz f_1 gilt für offenen Sekundärkreis, in welchem Falle die scheinbare Selbstinduktion L_1 benutzt wird, die Frequenz $f_1{}^1$ gilt für geschlossenen Sekundärkreis und verwendet deshalb die äquivalente Selbstinduktion $L_1 (1 - K^2)$.

Die soeben angewandte Methode zur Bestimmung der Periodenzahl und des Dekrementes ist oft von Vorteil, da Bestimmungsgleichungen für die verallgemeinerte Winkelgeschwindigkeit vielfach von höherem Grade und kompliziert erscheinen. Das gewöhnliche Verfahren

zur Bestimmung von $f_1{}^1$ benutzt die Gleichung (52). In derselben müssen r_1 und r_2 vernachlässigt werden, um die Gleichung (60) zu bestätigen, da dieselbe auf die vereinfachte Thomsonsche Formel baut und weil angenommen wurde, daß der Sekundärwiderstand r_2 verschwindend klein ist. Man hat also

$$L_1 C_1 (1 - K^2) n^2 + 1 = 0$$

oder

$$n = n_1{}^1 = j \sqrt{\frac{1}{L_1 C_1 (1 - K^2)}} = j\,\omega_1{}^1$$

welches wiederum den Wert

$$f_1{}^1 = \frac{f_1}{\sqrt{1 - K^2}}$$

wie in Gleichung (60) ergibt. Im Falle die Dämpfung des Primärsystems bedeutend ist, benutzt man die allgemeine Thomsonsche Formel in Kombination mit Gleichung (55) und erhält f_1 und $f_1{}^1$, die Periodenzahlen für offenen und geschlossenen Sekundärkreis

$$\left.\begin{aligned} f_1 &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L_1 L_1} - \left[\frac{r_1}{2 L_1}\right]^2}\,; \\ f_1{}^1 &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{C_1 L_1 (1 - K^2)} - \left[\frac{r_1 L_2 + r_2 L_1 K^2}{2 L_1 L_2 (1 - K^2)}\right]^2} \end{aligned}\right\} \quad (60\text{a})$$

Wenn nun der Fall vorliegt, für den der Oszillator den Hauptkreis darstellt, und der Sekundärkreis ein niederohmisches Thermokreuz enthält, um die Stromverhältnisse des Oszillators anzuzeigen, bestimmen sich die Periodenzahl und das Dekrement bei Vernachlässigung von r_2 aus Gleichung (52) mittels des Ausdruckes

$$C_1 L_1 (1 - K^2) n^2 + C_1 r_1 n + 1 = 0 \quad (61)$$

folglich

$$\left.\begin{aligned} n_{1,2} &= \frac{- C_1 r_1 \pm \sqrt{C_1{}^2 r_1{}^2 - 4 C_1 L_1 (1 - K^2)}}{2 C_1 L_1 (1 - K^2)} \\ &= \frac{r_1}{2 L_1 (1 - K^2)} \pm j \sqrt{\frac{1}{C_1 L_1 (1 - K^2)} - \left[\frac{r_1}{2 L_1 (1 - K^2)}\right]^2} \\ &= \alpha \pm j\,\omega \end{aligned}\right\} \quad (62)$$

woraus man ersehen kann, daß sowohl die Frequenz als die Dämpfungskonstante von der Kopplung des aperiodischen Meßkreises abhängen. Man erkennt daraus, daß für sehr lose Koppelung die wirklichen Vor-

gänge des Schwingungskreises praktisch mittels des Thermoelementes angezeigt werden können. Gemäß Gleichung (62) bekommt das äquivalente logarithmische Dekrement $\varDelta_1{}^1$ der Primärschwingungen für geschlossenen Sekundärkreis

$$\varDelta_1{}^1 = \frac{T_1{}^1}{T_1} \cdot \frac{1}{[1 - K^2]} \varDelta^1 \qquad (63)$$

wenn $\varDelta_1$ und T_1 das Dekrement und die Periode für geöffneten Indikatorkreis bedeuten, und $T_1{}^1$ die äquivalente Periode der Schwingung für geschlossenen Sekundärkreis. Dieselbe berechnet sich aus dem Glied der Gleichung (62).

Da für manche Zwecke aperiodische Kreise mit ausgesprochenem Indikator Widerstand (d. h. r_2 groß verglichen mit $n L_2$) Verwendung finden, so soll dieser Fall hier berührt werden. Gemäß der Gleichung (52a) wird die äquivalente Zunahme des Primärwiderstandes durch die Ausdrücke

$$\left.\begin{aligned} r^1 &= \frac{[n M]^2}{r_2} \\ &= \frac{L_1 L_2 [n K]^2}{r_2} \end{aligned}\right\} \qquad (64)$$

erhalten. Man sieht daraus, daß r^1 sowohl von dem Dekrement der Schwingung als auch von deren Periode abhängig ist, da die komplexe Winkelgeschwindigkeit in den Ausdrücken vorkommt. Solche aperiodische Kreise sind daher am besten anwendbar, wenn im Primärkreis ungedämpfte Schwingungen vorliegen (Pleiotrongenerator usw. verwendet). Den Ausdruck der Gleichung (64) kann man auch durch folgendes Verfahren erhalten:

$$\begin{aligned} i_2 = \frac{M \dfrac{d i_1}{d t}}{r_2} &= \frac{n M I_{0_1} \varepsilon^{nt}}{r_2} \\ &= \frac{n M i_1}{r_2} \end{aligned}$$

Da die Energie, welche in dem Instrumentenkreis verbraucht wird, durch nachfolgende Beziehungen ausdrückbar ist, hat man:

$$\begin{aligned} W_2 = r_2 i_2{}^2 &= \left\{\frac{[n M]^2}{r_2}\right\} i_1{}^2 \\ &= r^1 \cdot i_1{}^2 \end{aligned}$$

Die Größe r^1 ergibt selbstverständlich dasselbe Resultat, wie oben gefunden wurde.

Auf ähnliche Weise kann man die Abnahme der scheinbaren Primärimpedanz kontrollieren. Man hat dann:

$$W_2 = e_2 \cdot i_2 = M \frac{d i_1}{d t} \frac{M \frac{d i_1}{d t}}{z_2}$$
$$= \frac{[n M I_{01} \varepsilon^{n t}]^2}{z_2}$$
$$= \left\{ \frac{[n M]^2}{z_2} \right\} i_1^2$$

wo der Wert der Klammer wieder, wie in Gleichung (51) gefunden, herauskommt. Man kann dies auch dadurch beweisen, wenn man direkt von der magnetischen Rückwirkung des Sekundärkreises Gebrauch macht. Dieselbe erzeugt nämlich in der primären Kopplungsspule die elektromotorische Kraft

$$e^1 = - M \frac{d i_2}{d t} = - \frac{M^2}{z_2} \frac{d^2 i_1}{d t^2}$$
$$= - \frac{[n M]^2}{z_2} I_{01} \varepsilon^{n t}$$
$$= \left\{ - \frac{[n M]^2}{z_2} \right\} i_1$$

welcher Ausdruck wiederum die Gleichung (51) bestätigt. Wenn diese Beziehung auf den allgemeinsten Fall, denjenigen zweier gekoppelter Schwingungskreise, angewandt wird, erhält man für die äquivalente Primärimpedanz

$$\left. \begin{aligned} z_1{}^1 = & \left[r_1 + \frac{[n M]^2}{\left(n L_2 + \frac{1}{n C_2}\right)^2 + r_2{}^2} r_2 \right] + \\ & + n \left[L_1 - \frac{[n M]^2}{\left(n L_2 + \frac{1}{n C_2}\right)^2 - r_2{}^2} L_2 \right] \\ & + \frac{1}{n} \left[\frac{1}{C_1} - \frac{[n M]^2}{\left(n L_2 + \frac{1}{n C_2}\right)^2 - r_2{}^2} \cdot \frac{1}{C_2} \right] \end{aligned} \right\} \quad (65)$$

Auf diesen Fall ist im Problem Nr. 12 näher eingegangen.

Problem Nr. 7.

Finde die momentane Energie eines Schwingungskreises, wenn eine reine Kapazität und eine Selbstinduktion mit Widerstand denselben darstellt.

Lösung.

Man erhält den Momentanwert der Energie wie gewöhnlich nach dem Verfahren:

$$\left.\begin{aligned} w &= e \cdot i = i^2 \cdot z \\ &= i^2 \left[r + \left(n L + \frac{1}{n C} \right) \right] \\ &= i^2 \left\{ r \pm \left[j \sqrt{\frac{L}{C}} \pm j \sqrt{\frac{L}{C}} \right] \right\} \end{aligned} \right\} \tag{66}$$

woraus man ersehen kann, daß der gesammte Verlust $i^2 \cdot r$ nur infolge des Ohmschen Widerstandes auftritt, während die Energie im Kondensator und diejenige im magnetischen Felde der Spule nur hin- und herschwingt. Dieses Resultat ist mittels der vereinfachten Thomsonschen Formel und der Übergangsgleichung $n = j\,\omega$ aufgestellt. Diese Wellenimpedanz $\sqrt{\frac{L}{C}}$ kann man auch nach folgendem Verfahren erhalten:

$$\tfrac{1}{2}\, C E_0^2 = \tfrac{1}{2}\, L I_0^2$$

$$\frac{E_0}{I_0} = \sqrt{\frac{L}{C}}$$

Das imaginäre Glied $\pm j$ der Gleichung (66) zeigt an, daß man es mit einer wattlosen Hin- und Herenergieströmung zu tun hat, welche senkrecht gegen die Verlustströmung (immer positiv) vor sich geht. Der Kondensatorstrom ist deshalb für alle Werte 90 Zeitgrade gegen die Verlustspannung $i\,r$ verschoben, im Falle das Quadrat der Dämpfungskonstante $\frac{r}{2L}$ gegenüber dem reziproken Wert der Schwingungskonstante $L\,C$ vernachlässigt ist.

Problem Nr. 8.

Finde die Beziehung für den Strom, wenn eine konstante Spannung V plötzlich dem System der nebenstehenden Figur 5 aufgedrückt ist.

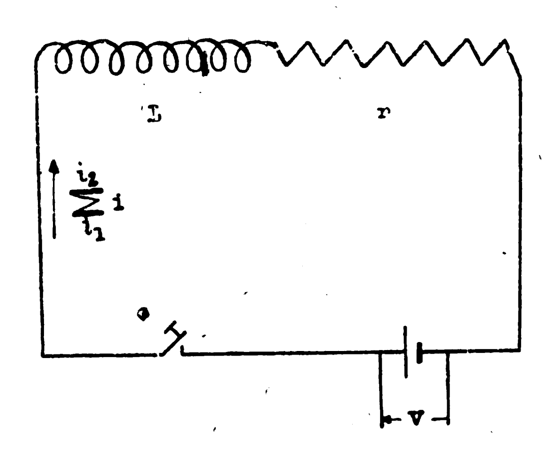
Lösung.

Nach Helmholtz

$$L \frac{d i}{d t} + r i = V \tag{67}$$

Die linke Seite ist die bekannte Differentialgleichung für das Verschwinden eines Stromes, wo

$$L \frac{d i}{d t} + r i = 0 \tag{68}$$



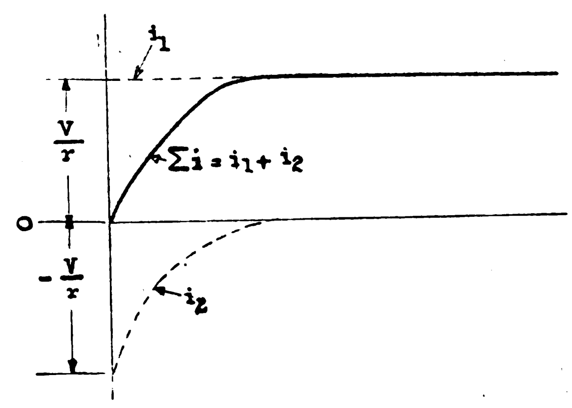


Fig. 5.

geschrieben in der Form

$$n L i + r i = 0$$

die Lösung

$$i = A \varepsilon^{n t} = U$$

ergibt. Die Größe U ist dann eine Funktion der Zeit und die hyperbolische Winkelgeschwindigkeit $n = -r/L$.

Die Lösung der Gleichung (67) ist dann gegeben durch den Ausdruck

$$i = U + \frac{V}{r} \tag{69}$$

da nach dieser Gleichung

$$\frac{di}{dt} = \frac{dV}{dt} \tag{70}$$

und nach Einsetzung der Werte von Gleichung (69) und (70) die Gleichung (67)

$$L\frac{dU}{dt} + r\left(U + \frac{V}{r}\right) = V$$

in die Ausgangsgleichung (68) wieder übergeht.

Man hat also die Lösung

$$i = U + \frac{V}{r} = A\varepsilon^{nt} + \frac{V}{r}$$

und für $t = 0$ wird $i = 0$, somit die willkürliche Konstante

$$A = -\frac{V}{r} = = I$$

welches die bekannte Beziehung

$$i = I\left[1 - \varepsilon^{-\frac{r}{L}t}\right] \tag{71}$$

ergibt.

Wenn Gleichung (6b) verwendet wird, erhält man die Lösung für den Strom

$$\sum i = A_0\,\varepsilon^{n_0 t} + A_1\,\varepsilon^{n_1 t}$$

$$= \frac{V}{r} + \frac{V_1\,\varepsilon^{n_1 t}}{\mathfrak{A}_1} \qquad \mathfrak{A}_1 = n_1\frac{dz_1}{dn_1} = n_1 L = -\frac{r}{L}L$$

$$= \frac{V}{r}\left\{1 - \varepsilon^{-\frac{r}{L}t}\right\}$$

dasselbe Resultat wie oben.

(Fortsetzung folgt.)

Rückkoppelung bei Anodenschutznetzröhren.

Von **W. Schottky.**

(Mitteilung aus dem Lab. K der Siemens & Halske A.-G., Wernerwerk.)

Im II. Teil seiner Verstärkerarbeit (diese Ztschr., Bd. 16, S. 97) macht Herr Barkhausen die zutreffende Bemerkung, daß bei Schutznetzröhren wegen des kleinen Durchgriffs die Gefahr einer unerwünschten Rückkoppelung größer sei als bei gewöhnlichen Röhren. Im Innern der Schutznetzröhre ist, so führt Herr Barkhausen aus, gerade durch die Einführung des Schutznetzes zwar die Gitter-Anodenkapazität weitgehend herabgedrückt, „aber nicht die der Zuleitungen. Da nun der Durchgriff klein ist, gibt die Schutznetzröhre bei großem R_a (äußerem Anodenwiderstand) besonders starke Rückkoppelung.“

Da die Vermeidung der gegenseitigen Kapazitäten der Zuleitungen außerhalb der Röhre (durch Art der Verlegung, Hüllenschutz[1]) usw.) allgemein bekannt, angewandt, und auch von Herrn Barkhausen in seiner Abhandlung (S. 104 u. 105) besprochen ist, und da eine Verstärkerröhre bei Vermeidung von Gitter-Anodenkapazität[2]) keine Rückkoppelung zeigt, denkt Herr Barkhausen bei dieser Behauptung wohl an die Kapazität zwischen Gitter- und Anodenzuleitungen innerhalb der Röhre, deren Größe man in der Tat bisher bis zu einem gewissen Grade als unveränderlich gegeben anzusehen pflegte.

In praxi bildet aber auch diese Kapazität kein Hindernis für die Verwendung der Schutznetzröhre, denn einerseits ist sie an sich schon sehr klein, und andererseits kann sie durch geeignete Lagerung der Drähte usw. — es handelt sich 1. um die Elektrodenzuleitungen innerhalb der Röhre, 2. um die Glasdurchführungen, 3. um Sockel und Stecker — in einfachster Weise auf jedes beliebige Maß herabgedrückt werden. So hat sich z. B. gerade für Schutznetzröhren die Firma Siemens & Halske im Jahre 1918 einen einfach herstellbaren Sockel schützen lassen, in dem durch geeignete Form der mit der Kathode verbundenen metallischen Sockelhülle die Sockelkapazität zwischen Gitter- und Anodenzuleitung auf einen minimalen Betrag herabgesetzt wird.[3]) Bei solchen Röhren ist dann trotz des kleinen Durchgriffes die Rückkoppelung so gering, daß jede Selbsterregung ausgeschlossen ist.

---

1) D. R. P. 304307 von S. & H. 25. 10. 16.
2) und -Induktion. Diese spielt aber meist keine Rolle.
3) D. R. P. 309156 v. 5. 2. 18.

Referate.

L. B. Turner, Das Kallirotron, eine aperiodische Röhrenschaltung mit negativem Widerstand. (Radio Review **1**, S. 317, 1920.)

In der drahtlosen Telegraphie wird gewöhnlich die Verstärkerwirkung einer Röhre durch Einführung einer magnetischen oder elektrischen Rückkoppelung zwischen dem Gitter- und dem Anodenschwingungskreise erhöht. Es ist bekannt, daß die Wirkung der Rückkoppelung in einer Verringerung des Ohmschen Widerstandes des Kreises besteht und dies kann man wie üblich durch den Ansatz eines negativen Widerstandes erklären. Wenn die Kreise Selbstinduktionen und Kapazitäten enthalten, so kann eine Verringerung des Widerstandes die

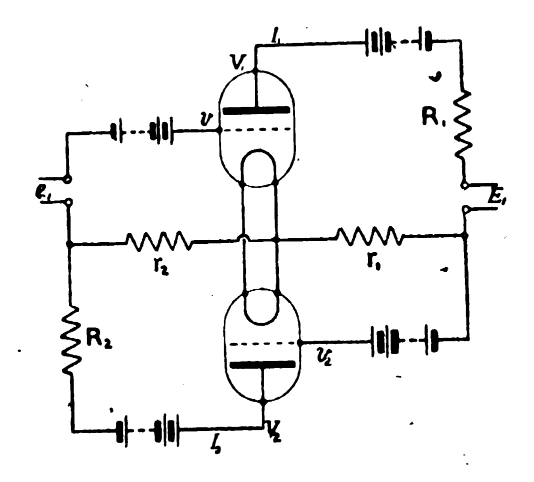


Fig. 1.

Impedanz nicht auf Null zurückführen, es sei denn, daß der Kreis auf die Wechselstromfrequenz abgestimmt ist.

Beim Dynatron[1]) wird die Wirkung des negativen Widerstandes dadurch erreicht, daß durch das Bombardement der Primärstrahlen eine sehr starke Sekundärstrahlung aus der Anode ausgelöst wird. Der Vorgang ist ein wesentlich anderer. Mit Hilfe des Dynatrons, das sowohl in reine Widerstandskreise wie in Schwingungskreise ein-

1) A. W. Hull, Proc. Inst. Radio Eng. **6**, 4, 1918. Jahrb. **14**, 47, 1919.

geschaltet werden kann, kann man die Impedanz eines Kreises für jede beliebige Frequenz auf Null zurückführen.

Das Kallirotron besteht aus einer Verbindung aperiodischer Kreise mit zwei gewöhnlichen Verstärkerröhren. Die Schaltung ist in Fig. 1 gegeben. Die beiden Röhren, die mit Batterien und Widerständen verbunden sind, stehen in Wechselwirkung zueinander. An zwei Stellen können kleine elektromotorische Kräfte eingeschaltet werden.

Für die folgenden Betrachtungen sei der Gitterstrom verschwindend klein, ferner $a = \frac{\partial I}{\partial V}$ und $g = \frac{\partial I}{\partial v}$.

Der Verf. unterscheidet nun zwei Fälle.

1. Die E.M.K. im Gitterkreise sei Null $e_1 = 0$.

Aus den Strom- und Spannungsgleichungen der verschiedenen Kreise läßt sich folgende Gleichung ableiten:

$$\frac{E_1}{\partial I_1} = \frac{[1 + a_1(r_1 + R_1)][1 + a_2(r_2 + R_2)] - g_1 g_2 r_1 r_2}{a_1[1 + a_2(r_2 + R_2)]} \tag{1}$$

Dieser Ausdruck stellt den wirksamen Widerstand in dem Kreise dar, in welchem der Strom I_1 fließt, man kann ihn auch in der Form schreiben:

$$\varrho_{1e} \equiv \frac{E_1}{d I_1} = \varrho_1 \frac{-g_1 g_2 r_1 r_2}{a_1 a_2 \varrho_2} \tag{2}$$

wo $\varrho_1 \equiv \left(\frac{1}{a_1} + r_1 + R_1\right)$ und $\varrho_2 \equiv \left(\frac{1}{a_2} + r_2 + R_2\right)$ die Widerstände der Anodenkreise bedeuten würden, wenn die Rückwirkung der Kreise aufeinander nicht vorhanden wäre. Man ersieht aus der Gleichung (2), daß durch die Rückwirkung der beiden Röhren aufeinander ein negativer Widerstand der Größe $\frac{g_1}{a_1} \cdot \frac{g_2}{a_2} \cdot \frac{r_1 r_2}{\varrho_2}$ in den Kreis des Stromes I_1 eingeführt wird. Unter den üblichen Verhältnissen kann dieser negative Widerstand dem positiven Widerstand ϱ_1 beliebig genähert werden, so daß der wirksame Widerstand verschwindend klein wird.

2. Macht man die E.M.K. im Anodenkreise gleich Null $E_1 = 0$ und berechnet das Verhältnis der angelegten Gitter-E.M.K. e_1 zur Spannungsschwankung zwischen den Anoden, so erhält man eine Spannungsverstärkung:

$$m = \frac{\frac{g_1}{a_1}(r_1 + R_1)\left(\frac{1}{a_2} + r_2 + R_2\right) + \frac{g_1}{a_1}\frac{g_2}{a_2} r_1 (r_2 + R_2)}{\left(\frac{1}{a_1} + r_1 + R_1\right)\left(\frac{1}{a_2} + r_2 + R_2\right) - \frac{g_1}{a_1}\frac{g_2}{a_2} r_1 r_2} \tag{3}$$

Nimmt man an, daß a_1, a_2, g_1, g_2 nahezu konstant sind, so kann man durch Vergrößerung von r_1 und (oder) r_2 den Nenner beliebig der Null nähern und damit die Verstärkung beliebig groß machen. Wird der Nenner kleiner als Null, so geht das System irreversibel in einen ganz anderen Gleichgewichtszustand mit anderen Werten a und g über. Die praktische Grenze von m ist durch die Inkonstanz der

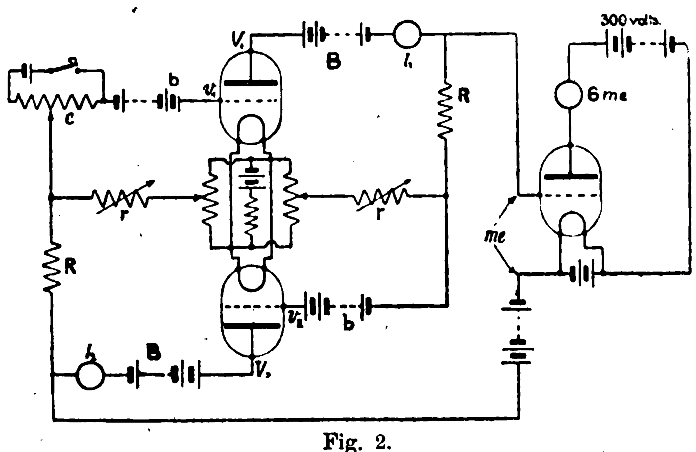


Fig. 2.

Widerstände, Batterien und Röhren gegeben. Verf. bespricht die Mittel zur Erzielung der Stabilität.

Dann geht Verf. zur experimentellen Untersuchung des Kallirotrons als Verstärker über. Es ist bisher nur für Niederfrequenzsignale gebaut, da diese Form am leichtesten auszuführen ist. Die Anordnung zur Untersuchung des Kallirotrons ist in Fig. 2 gegeben. Die Spannung zwischen den beiden Anoden des Kallirotrons ist an Gitter und Kathode einer dritten Röhre gelegt, in dessen Anodenkreis ein geeignetes Meßinstrument eingeschaltet ist. Das Voltmeter im Anodenkreis zeigt etwa den sechsfachen Betrag der Spannungsdifferenz $(V_1 - V_2)$ an den Anoden des Kallirotrons. Aus Tabelle 1 sind einige vom Verf. mitgeteilte Versuchsergebnisse ersichtlich.

Tabelle 1.

Versuch	Heiz-spannung	r Ohm	R Ohm	B Volt	b Volt	I_1 mA.	I_2 mA.	V_1 Volt	V_2 Volt	v_1 Volt	v_2 Volt	e Volt	$6me$ Volt	m
1.	4,0 V	10850	50000	150	0	0,8	0,7	101	108	−4,5	−5,6	0,002	25	2000
2.	3,5	11040	50000	150	0	0,8	0,7	101	108	−4,2	−5,3	0,002	10	900
3.	4,0	7600	30000	150	8	1,4	1,4	97	97	−2,2	−2,4	0,002	20	1700

m bedeutet also den Grad der Spannungsverstärkung des Kallirotrons, wie er vom Verf. bei Niederfrequenz gefunden ist. Prinzipiell sollte der Verstärkungsgrad unabhängig von der Frequenz sein, da die Schaltung keine Schwingungskreise enthält, praktisch wird es aber

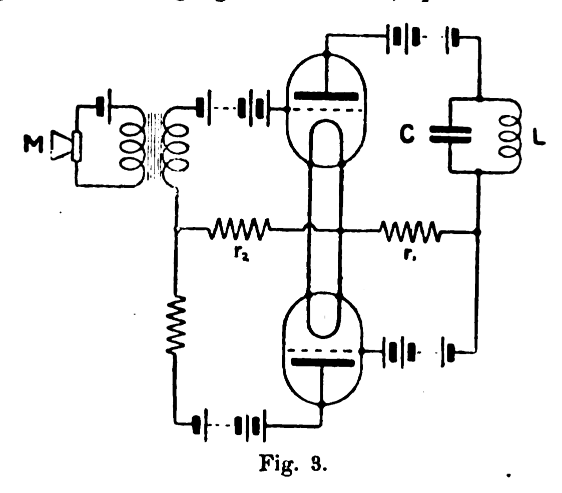


Fig. 3.

schwierig sein, die Widerstände genügend induktions- und kapazitätsfrei zu wickeln.

Zum Schluß bespricht Verf. noch die Verwendungsmöglichkeit des Kallirotrons als Begrenzungsverstärker zur gleichzeitigen Beseitigung atmosphärischer Störungen beim Empfang und die Anwendung des Kallirotrons als Schwingungserzeuger. Letztere ist aus Fig. 3 ersichtlich. Alberti.

H. Vogel, Die Zungenpfeife als gekoppeltes System (Ann. d. Phys. [IV] **62**, S. 247—282, 1920). — Verlängert man das Ansatzrohr einer Zungenpfeife, so beobachtet man, daß der Ton zunächst tiefer wird, um bei einer bestimmten Länge in einen höheren umzuspringen. Dieses Spiel wiederholt sich bei weiterer Verlängerung des Ansatzrohres. Zur Erklärung dieser Erscheinungen wird die Zungenpfeife als gekoppeltes System der Zunge einerseits und der Röhre andererseits aufgefaßt. Die Gesetze der Koppelungsschwingungen können jetzt zur Darstellung der Tonkurven angewandt werden, wobei man von der Annahme ausgeht, daß von den beiden freien Koppelungsschwingungen in der Regel die weniger gedämpfte die „tonangebende“ ist. In der Nähe der Resonanz von Röhre und Zunge, wo die Dämpfungen der beiden Koppelungsschwingungen annähernd

gleich sind, müssen nach der Theorie bei enger Koppelung labile Zustände für die Tonhöhe auftreten. Die Größe der Tonänderung und die Änderungsgeschwindigkeit hängen von der Koppelung ab. Bei den eingehenden Versuchen wurde die Koppelung durch eine zweite Öffnung neben dem Ansatzrohr im Pfeifenkopf geändert. Je größer das Loch war, um so loser war die Koppelung und um so geringer der Tonsprung.

Wird die Dämpfung der Koppelungsschwingungen in der Resonanzlage sehr groß, so beobachtet man bei der Veränderung der Rohrlänge ein völliges Aussetzen des Tones. Verringert man die Koppelung jetzt etwas, so entsteht ein Ton von einiger Stabilität. Man kann jetzt den vertieften Ton durch weitere Verlängerung des Ansatzrohres über die Resonanzlage hinweg „ziehen", ehe er plötzlich in den höheren Ton umspringt. Ebenso läßt sich bei Verkürzen des Rohres der hohe Ton über die Resonanz hinaus „ziehen". Je enger die Koppelung ist, um so ausgeprägter ist dieses Ziehen. Lü.

H. Vogel und **M. Wien**, Zungenpfeife und Röhrensender. (Ann. d. Phys. [IV] **62**, S. 649—665, 1920.) — Beim Röhrensender und beim Audionempfang treten, da hier ebenfalls zwei gekoppelte Schwingungskreise benutzt werden, dieselben Erscheinungen wie bei der Zungenpfeife auf, vgl. vorstehendes Referat. Die Übereinstimmung zwischen den Tonkurven der Zungenpfeife und des Röhrensenders ist so weitgehend, daß die Ergebnisse an der Zungenpfeife sogar zahlenmäßig durch elektrische Systeme wiedergegeben werden können. Für diesen Vergleich wurde mit elektrischen Schwingungen von Tonfrequenz gearbeitet. Die Schaltung des Senders, bei dem als Senderröhre gewöhnlich eine K-Röhre von Schott & Gen. Jena diente, ist die normale.

Das Ergebnis der Untersuchungen ist kurz folgendes: Verringert man die Koppelung zwischen Schwingungskreis und Sekundärkreis, so wird der Tonsprung kleiner und gleichzeitig das Ziehen schwächer. Vergrößert man die Dämpfung des Sekundärkreises durch Einschalten von Widerstand, so wird zunächst der Sprung etwas kleiner und ebenso das Ziehen. Bei stärkerer Dämpfung setzt der Ton an der Resonanzstelle aus, weil dem Primärsystem zuviel Energie entzogen wird. Wird die Dämpfung noch weiter vermehrt, wird die Energieabnahme geringer und man erhält eine kontinuierliche sprunglose Tonkurve mit ziemlich großer Tonänderung, die erst bei sehr starker Dämpfung verschwindet. Bei Vermehrung der Rückkoppelung wird das Ziehen stärker, bei loserer Rückkoppelung setzt der Ton in einem ziemlich großen Gebiet um die Resonanzstelle ganz aus. Die Größe des Tonsprunges ändert

sich dabei wenig. Erhöhung der Anodenspannung und Verstärkung des Heizstromes wirken ähnlich wie verstärkte Rückkoppelung.

Man findet, daß die Tonkurven der Zungenpfeife und des Röhrensenders in weiten Grenzen den normalen Koppelungskurven entsprechen. Jedoch wird im Gegensatz hierzu bei engerer Koppelung der Zungenpfeife die tiefere Koppelungsschwingung gegenüber der höheren bevorzugt, so daß die Vertiefung des Koppelungstones gegenüber dem Eigenton der Zunge größer ist als die entsprechende Erhöhung. Wird der Luftstrahl durch die Pfeife gesaugt statt geblasen, dann vertauscht sich hoch und tief. Diese Bevorzuguug einer bestimmten Koppelungsschwingung hängt mit der Rückkoppelung zusammen und ist beim Röhrensender eingehend untersucht, da die Rückkoppelung bei der Zungenpfeife nicht willkürlich geändert werden kann. Beim Röhrensender erhielt man derartige unsymmetrische Tonkurven dadurch, daß man neben der Rückkoppelung durch den Primärkreis noch eine zweite durch den Sekundärkreis einführte. Die Ziehschleife liegt dann nicht mehr symmetrisch zur Resonanzstelle, sondern ist nach rechts oder links verschoben. Bei starker sekundärer Rückkoppelung kann diese Verschiebung sehr groß werden. Hebt man jetzt die primäre Rückkoppelung ganz auf und arbeitet nur noch mit sekundärer, so tritt immer nur eine der beiden möglichen Koppelungsschwingungen auf, ein Springen und Ziehen des Tones findet nicht mehr statt. Diese Art der Rückkoppelung durch den Sekundärkreis hat für die drahtlose Telegraphie zur Vermeidung des Ziehens und der Labilität der Wellenlänge große Bedeutung. Über die Ergebnisse der Versuche mit Hochfrequenz wird in Kürze von anderer Seite berichtet werden. Lü.

W. Immler, Der Richtungsempfänger als nautisches Instrument. Ann. d. Hydrogr. u. marit. Meteor. **48**, S. 262—269, 1920. — Eine Rahmenanordnung wird an Bord drehbar aufgestellt. Der Rahmen selbst ist verbunden mit einer gewöhnlichen Peilvorrichtung, die seine Richtung gegen die Kiellinie des Schiffes angibt, oder mit einem Peilkompaß, der seine Stellung und damit die Richtung der ankommenden Wellen gegen den Meridian bestimmen läßt. Auf die technischen Einrichtungen einer derartigen Richtungsempfangsanlage wird nicht eingegangen, vielmehr wird ausführlich auf die nautischen Konsequenzen hingewiesen, die sich beim Gebrauch einer solchen Anlage ergeben. Beim Anpeilen von in der Nähe befindlichen Sendestationen treten keine Schwierigkeiten auf, dies geschieht erst bei entfernten Stationen. Auf Grund der nautischen Überlegungen ergibt sich z. B., daß die Benutzung von äquatorial gelegenen Funkenstationen

für eine bequeme Festlegung des kürzesten Weges über den Atlantischen Ozean von Vorteil ist. In Verbindung mit einer Peilscheibe kann ein Richtungsempfänger auch als Kompaß angesehen werden, wobei der Rahmen den Großkreis nach der Sendestation angibt, während sich z. B. bei Gebrauch des Kreiselkompasses der Großkreis nach dem Pole, d. h. der Meridian ergibt. Eine derartige Kombination würde bei Polarforschungen den in der Nähe des Poles versagenden Kompaß ersetzen können. Für die Navigation bei der Luftschiffahrt wäre es von Vorteil, ein Instrument zur Entfernungsbestimmung von der Sendestation zu besitzen. Für die Ortsbestimmung übernimmt dann die feste Station die Rolle eines „künstlichen Sternes", der den Nautiker von den Chronometerangaben freimacht, da die Höhe eines solchen „künstlichen Sternes" von der Erddrehung unabhängig ist. Lü.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Schwingungserzeugung.

K. P. 298 484. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 1. 1. 16, ausgegeben 1. 10. 20.

1. Verfahren zur Erzeugung von Starkstromhochfrequenzenergie konstanter Frequenz mittels Entladungsröhren mit leitender Gasstrecke, gekennzeichnet durch die Beeinflussung dieser Röhren aus einer die gewünschte Hochfrequenzperiode erzeugenden zweiten Energiequelle von konstanter Frequenz.

2. Anordnung zur Ausführung des Verfahrens nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß in die Starkstromröhre zwischen den Elektroden ein Gitter eingefügt wird und diesem aus einer Hilfsquelle ein rythmisch schwankendes Potential von der verlangten Periodenzahl zugefügt wird.

3. Anordnung zur Ausführung des Verfahrens nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß als Energiequelle zur Erzeugung der konstanten, der Starkstromröhre aufzudrückenden Periode eine Glühkathodenröhre mit hohem Vakuum benutzt wird, bei der durch Rückkopplungsschaltung eine Schwingungserzeugung konstanter Frequenz gewährleistet ist. Fig. 1 zeigt diese Schaltung.

D.R.P. 326 690. Werner Otto in Berlin. Vom 2. 11. 19, ausgegeben 1. 10. 20.

Patent-Ansprüche.

1. Offene Funkenstrecke zur Erzeugung elektrischer Schwingungen, bei der die Abstützung der Elektrodenplatten durch Ansätze erfolgt, deren Stoßflächen zweckmäßig in gleicher Ebene mit den Elektrodenflächen liegen, dadurch gekennzeichnet, daß die Elektroden mit die

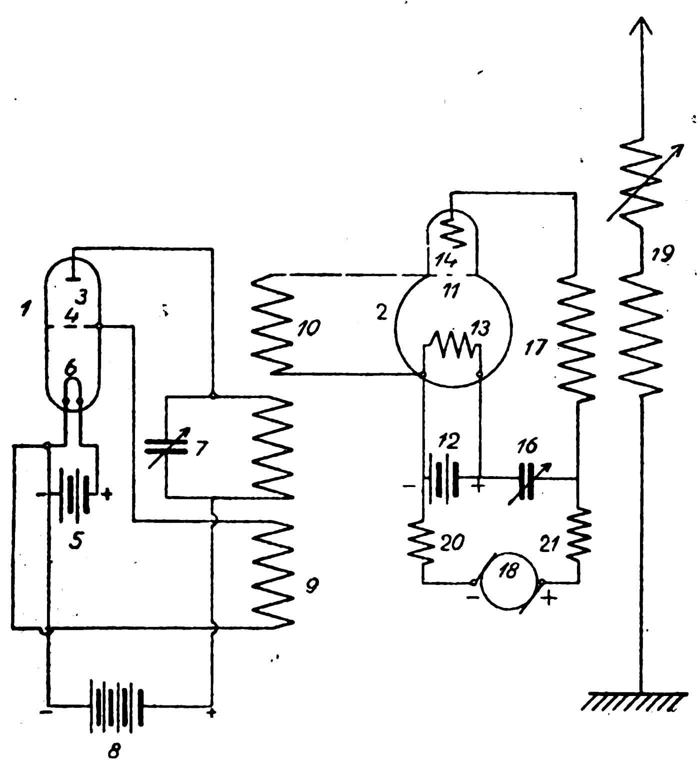


Fig. 1.

Stützansätze aufweisenden Trägern isoliert verbunden sind, so daß eine Isolierung der Träger gegeneinander entbehrlich ist.

2. Funkenstrecke nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß mindestens ein Ansatz jedes Elements als Auge zum Durchführen eines Verbindungsbolzens ausgebildet ist.

3. Funkenstrecke nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß als Elektrodenträger flache, beiderseits unter Zwischenfügung von Isolierscheiben mit den Elektroden belegte Scheiben verwendet werden.

D. R. P. 326 503. C. Lorenz Akt. Ges. in Berlin-Tempelhof. Vom

17. 6. 15, ausgegeben 27. 9. 20. Zusatz zu D. R. P. 323 137, siehe Jahrb. **16**, 377.

Offene Löschfunkenstrecke nach Patent 323 137, dadurch gekennzeichnet, daß die aktiven Elektroden vermittels Speichen mit der mittleren Zentrierstelle verbunden sind.

K. P. 310 731. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 27. 9. 18, ausgegeben 8. 9. 20. Zusatz zu K. P. 304 361 vgl. Jahrb. **15**, 81.

Senderschaltung nach Patent 304 361, dadurch gekennzeichnet, daß die Schutzkreise zur Beseitigung der Oberwellen in Verbindung mit Schaltungen für Bogenlampen, Hochfrequenzmaschinen und sonstigen Generatoren für ungedämpfte Schwingungen Anwendung finden.

D. R. P. 317 541. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 25. 10. 18, ausgegeben 24. 12. 19, ebenfalls Zusatz zu K. P. 304 361, siehe Jahrb. **15**, 81.

Senderschaltung nach Patent 304 361 für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß an die Antenne unter Zwischenschaltung von Teilen der Antennenselbstinduktion ein oder mehrere auf die Grundwellen abgestimmte Schutzkreise angelegt sind.

D. R. P. 317 542. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 29. 9. 18, ausgegeben am 16. 12. 19, ebenfalls Zusatz zu K. P. 304 361, Jahrb. **15**, 81.

1. Senderschaltung nach Patent 304 361, gekennzeichnet durch eine solche Bemessung der Schutzkreise, daß sie gegenüber dem Hauptkreise maximale Widerstandsunterschiede aufweisen.

2. Senderschaltung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß bei Parallelschaltung der Schutzkreise die Kapazität möglichst groß und bei Reihenschaltung möglichst klein gewählt wird.

3. Senderschaltung nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß bei paralleler Schaltung des Schutzkreises der Kondensator so groß bemessen wird, daß er mit der Induktivität des Generatorwiderstandes zusammen eine Schwingung ergibt, die im Intervall zwischen der Grundschwingung und der längsten Oberschwingung liegt.

K. P. 298 450. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 20. 1. 15, ausgegeben 28. 9. 20.

Einrichtung zur Erzeugung von Hochfrequenzströmen für drahtlose Telegraphie und Telephonie, gekennzeichnet durch die Verbindung einer Hochfrequenzmaschine mit so weitgehender Parallelschaltung der Ankerwicklung in Gruppen, daß die induzierte Spannung weit unter der Gebrauchsspannung liegt, mit einem Transformator, dessen Über-

setzung nach der Größe des Nutzwiderstandes (Antenne oder Periodentransformator) bemessen ist.

D. R. P. 314 334. Egbert von Lepel in Berlin-Wilmersdorf. Vom 13. 1. 14, ausgegeben am 13. 9. 19. Zusatz zu D. R. P. 313 121, siehe Jahrb. **14**, 433 und **12**, 100—103.

Schaltungsanordnung zur Erzeugung schneller elektrischer Schwingungen aus Gleichstrom nach Patent 313 121, bei der ein (Speise-) Kondensator durch Umladen eines Blockkondensators mit Hilfe rotierender Umladevorrichtungen periodisch entladen wird, dahin erweitert, daß zwei oder mehr Speise- und Blockkondensatoren so angeordnet sind, daß die Speisekondensatoren wechselweise in Parallelschaltung geladen und über die Blockkondensatoren in Serienschaltung entladen werden, wobei grundsätzlich zwischen zwei im Schaltungskreise aufeinanderfolgenden Zuleitungen verschiedener Polerität wechselweise ein Speisekondensator und ein Blockkondensator liegt.

Abstimmittel: Hochfrequenzspulen, Variometer, Kondensatoren, deren Schaltungen und Einstellvorrichtungen.

D. R. P. 323 479. C. Lorenz Akt. Ges. in Berlin-Tempelhof. Vom 6. 11. 18, ausgegeben 27. 7. 20.

Spule für die Zwecke der Hochfrequenztechnik, dadurch gekennzeichnet, daß die benachbarten Spiralwindungen auf einem mit radial verlaufenden Schlitzen versehenen Flachkörper (Scheibe) derart angeordnet sind, daß sie sich in den Schlitzen kreuzen.

D. R. P. 323 480. C. Lorenz Akt. Ges. in Berlin-Tempelhof. Zusatz zu vorstehendem D. R. P. 323 479. Vom 10. 12. 19, ausgegeben 26. 7. 20.

Spule für die Zwecke der Hochfrequenztechnik, Zusatz zu Patent 323 479, dadurch gekennzeichnet, daß in den Schlitzen des Stützkörpers verschiebbare Reiter als Isolation zwischen den blanken Windungen in den Kreuzungsstellen vorgesehen sind.

D. R. P. 320 652. Deutsche Telephonwerke G. m. b. H. in Berlin. Vom 26. 9. 17, ausgegeben 27. 4. 20.

1. Flachspule für drahtlose Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß die in zwei parallelen Lagen angeordneten und mindestens nach einem vollen Umgang von der einen in die andere Lage übertretenden Windungen derart angeordnet sind, daß die einzelnen Kreuzungsstellen von Windung zu Windung je auf einem anderen Radius der Spule liegen, während die Windungen selbst eng aneinandergerückt sind, so daß sie zwei lückenlose Windungslagen bilden.

2. Flachspule nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die beiden Windungslagen auf je einer Seite einer Isolierplatte liegen, durch welche jede volle Windung ein oder mehrere Male hindurchtritt.

3. Flachspule nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß die die Windungslagen trennende Isolierplatte mit einem die Lagen schräg durchschneidenden Schlitz (oder mehreren solchen Schlitzen) zur Hindurchführung der Windungen versehen ist.

D. R. P. 317 943. Deutsche Telephonwerke G. m. b. H. in Berlin. Vom 19. 6. 17, ausgegeben 7. 1. 20.

1. Transportable Station für drahtlose Telegraphie mit eingebauter Abstimmspule, dadurch gekennzeichnet, daß die Abstimmspule zwecks überschlagssicheren Einbaues in einem beschränkten Raum in Form einer Flachspirale hergestellt und dem Boden des zu ihrer Regulierung dienenden Drehschalters dadurch angeschmiegt ist, daß mittels einer in der Hohlwelle des Drehschalters gelagerten zweiten Welle ein zweiter Kontaktarm über die Unterseite der Schalterkontakte geführt ist.

D. R. P. 315 784. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Dr. Siegmund Loewe in Berlin. Vom 21. 12. 15, ausgegeben 13. 11. 19.

Variometereinrichtung für drahtlose Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß zur Abstimmung auf stufenweise zu verändernde Wellenlänge und zur stetigen Änderung der Kopplung drei in an sich bekannter Weise in Reihe geschaltete Spulen benutzt werden, von denen die mittlere feststeht, während die beiden äußeren im ganzen gegen die feste Spule drehbar sind, indessen zur Einstellung einer bestimmten Wellenstufe gegeneinander fest, aber lösbar, z. B. durch Rasten verstellt werden können, und daß zur Kopplung mit dem zweiten Kreise im wesentlichen nur eine der äußeren, beweglichen Spulen benutzt wird.

D. R. P. 323 303. C. Lorenz Akt. Ges. in Berlin-Tempelhof. Vom 9. 5. 18, ausgegeben 20. 7. 20.

1. Wechselstromwiderstand, insbesondere für die Zwecke der Hochfrequenztechnik, dadurch gekennzeichnet, daß eine Drosselspule, die als Schutzdrossel für eine Gleichstromquelle dient und bewirken soll, daß der Wechselstrom von der Gleichstromquelle ferngehalten wird und über einen Parallelzweig fließt, an den dieser Gleichstromquelle zugekehrten Enden ein Maximum, an den der Wechselstromseite zugekehrten Enden ein Minimum an Eigenkapazität hat.

Die Spule ist stufenförmig auf einem Spulenkörper derart angeordnet, daß jede Stufe in Abhängigkeit von der Anzahl der Lagen verschiedene Eigenkapazität hat. In Hochfrequenzkreisen ist die Gleichstromquelle zwischen zwei solchen Wechselstromwiderständen angeordnet,

und zwar derart, daß sie an die Enden höchster Eigenkapazität der Drosselspule angeschlossen ist. Der oder die Wechselstromwiderstände sind in Hochfrequenzkreisen angeordnet, in welchen die Hochfrequenzströme durch Strahlröhren, beispielsweise mit 3 Elektroden, erzeugt werden.

D. R. P. 324 645. Dr. Georg Seibt, Fabrik elektrischer Apparate in Berlin-Schöneberg. Vom 7. 5. 18, ausgegeben 1. 9. 20.

Schaltungsanordnung für elektrische Schwingungskreise mit einem Satz ortsfester, untereinander festgekoppelter Spulen, die mittels eines Schalters wahlweise in den Kreis eingefügt werden, dadurch gekennzeichnet, daß Spulen mit hoher Selbstinduktion bei den Bereichen der kurzen Wellen zu Spulen mit geringer Selbstinduktion derart parallel geschaltet werden, daß das Auftreten störender Eigenschwingungen der Spulen mit hoher Selbstinduktion verhindert wird.

Hierbei wird ein Satz ineinandergeschachtelter Zylinderspulen angewendet.

Für den kleinsten. Wellenbereich ist noch eine besondere Spule vorgesehen, deren Windungsebene senkrecht zu den Windungsebenen der übrigen Spulen liegt.

4 Wellenmesser mit einer Schwingungskreisanordnung nach Anspruch 1, gekennzeichnet durch eine einzige außerhalb des Apparats bewegliche und mit dem Spulenkasten durch eine flexible Leitung verbundene Kopplungsspule.

D. R. P. 322 499. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 15. 12. 18, ausgegeben 2. 7. 20.

Unterteilte Selbstinduktionsspule für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie, bei welcher alle Abzweigpunkte der Teilbeträge in eine gerade Linie längs des Wickelkörpers fallen, dadurch gekennzeichnet, daß der erforderliche genaue Selbstinduktionswert eines jeden, lediglich volle Windungen enthaltenden Spulenteils durch besondere Bemessung des Wickelabstandes der Windungen erzielt ist.

K. P. 302 592. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 7. 3. 17, ausgegeben 19. 9. 19.

1. Elektrischer Kondensator, dadurch gekennzeichnet, daß als Dielektrikum eine Glassorte benutzt wird, die von Natrium möglichst frei ist.

2. Kondensator nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß Glasplatten benutzt werden, die aus einem vollen Block des natriumfreien Glases herausgeschnitten sind.

D. R. P. 317 207. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 8. 7. 17, ausgegeben 12. 12. 19.

Drehkondensator für Abstimmapparate der drahtlosen Telegraphie, bei dem sowohl das Plattenpaket für die Grobeinstellung wie auch das Plattenpaket für die Feineinstellung um zwei ineinanderliegende Achsen drehbar angeordnet und für die Grob- und Feineinstellung nur ein gemeinsames festes, aber zwei drehbare Plattenpakete vorhanden sind, dadurch gekennzeichnet, daß zwischen den beiden Drehachsen ein festes Zwischenlager vorgesehen ist.

D. R. P. 316 655. Siemens & Halske Akt. Ges. in Siemensstadt bei Berlin. Vom 10. 10. 18, ausgegeben 21. 11. 19.

1. Einstellvorrichtung für drehbewegliche Apparate, insbesondere für Abstimmapparate der drahtlosen Telegraphie, deren Systemachse sowohl unmittelbar grob als auch unter Zwischenschaltung eines Übersetzungsgetriebes fein verstellt werden kann, gekennzeichnet durch eine derartige Ausbildung des Übersetzungsgetriebes, daß sich eine koachsiale Anordnung der Einstellknöpfe für die Grob- und Feinverstellung ergibt.

Das Übersetzungsgetriebe für die Feineinstellung wird durch zwei koachsial übereinander angeordnete Stirnräder von gleichem Durchmesser und verschiedener Zähnezahl und einem mit diesen in Eingriff stehenden, mit dem Feineinstellknopf gedrehten Umlaufrad gebildet.

Das Umlaufrad wird dabei federnd gegen die beiden Stirnräder angedrückt, während ein Einstellknopf als Gehäuse für das Übersetzungsgetriebe ausgebildet ist und die Einstellungsachsen koachsial zur Achse des drehbeweglichen Systems angeordnet sind.

D. R. P. 324 785. Siemens & Halske Akt. Ges. in Siemensstadt bei Berlin. Vom 10. 4. 18, ausgegeben 3. 9. 20.

Anzeigevorrichtung, insbesondere für funkentelegraphische Abstimmapparate mit Grob- und Feineinstell- und -ablesevorrichtungen, dadurch gekennzeichnet, daß die Feinablesevorrichtung in dauernder zwangläufiger Verbindung mit der Grobeinstellvorrichtung steht und bei deren Handhabung unter Lösung von der Feineinstellvorrichtung angetrieben wird.

Die Ablesegenauigkeit für die Feinablesung wird zum Teil durch Vergrößerung des Einstellwinkels mittels mechanischer Übersetzungsgetriebe und zum Teil durch einen Nonius, zweckmäßig in Verbindung mit einem optischen Linsensystem, erzielt. Zwischen Grobeinstellachse und Feinablesevorrichtung ist ein Stirnräderantrieb angeordnet, der zur Vermeidung schädlicher Zahnluft mit Doppelrädern ausgerüstet ist, die in tangentialer Richtung federnd zusammengehalten werden. Die

Feinableseskala ist als drehbare Scheibe derart unterhalb der Grobableseskala angeordnet, daß sie nur mit ihrem Ablesefeld seitlich über den Rand der letzteren herausragt.

Abstimmvorrichtungen.

D. R. P. 314 778. Siemens & Halske Akt. Ges. in Siemensstadt bei Berlin. Vom 20. 12. 17, ausgegeben 8. 10. 19.

1. Vielfachskala für einstellbare Apparate, insbesondere für funkentelegraphische Abstimmeinrichtungen, dadurch gekennzeichnet, daß die in der Längsrichtung einer Trommel parallel zueinander angeordneten Skalen einzeln in bestimmte Ablesestellung einstellbar sind und durch ein gemeinschaftliches, sie in bekannter Weise spitzwinklig kreuzendes und zwangläufig mit dem drehbeweglichen System des einzustellenden Apparates verbundenes Ableselineal bestrichen werden.

Der Skalenträger ist mit den beim Wechseln der Skalen zu verstellenden Nebenapparaten, z. B. dem Wellenstufenschalter bei funkentelegraphischen Apparaten, zwangläufig verbunden.

Ferner sind zwei koaxial angeordnete, drehbewegliche zylindrische Trommeln vorgesehen, von denen die innere auf ihrer Mantelfläche die parallel zur Achse verlaufenden Anzeigeskalen trägt, und die äußere das parallel zur Mantelfläche der Skalentrommel gebogene Lineal. Die Wellenskalen sind auf deren innerer Trommel in Richtung der Längsachse, und die Gradskala für die Eichung ist auf der äußeren Trommel am Kurvenrand aufgetragen, der zugehörige Apparat ist koaxial im inneren Hohlraum der Skalentrommel angeordnet.

D. R. P. 323 429. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 4. 6. 19, ausgegeben 21. 7. 20.

1. Antrieb für Abstimmapparate, insbesondere für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß zwischen dem Antriebsknopf und dem Abstimmapparat eine veränderliche Hebelübersetzung angeordnet ist, zum Zwecke, eine gleichmäßig verlaufende Wellenskala zu erreichen.

Die Drehachse des Antriebsknopfes und des Abstimmapparates sind dabei derart gegeneinander versetzt, daß bei zunehmender Welle zuerst eine Beschleunigung und danach eine Verzögerung der Drehbewegung des Abstimmapparates gegenüber der des Antriebsknopfes erfolgt. Die bewegende Kurbel wird zwischen zwei auf der bewegten Kurbel angeordneten spitzen Kanten geführt, von denen die eine fest und die andere federnd angeordnet ist, um einen toten Gang zwischen den Kurbeln zu vermeiden. Die bewegende Kurbel ist dabei an ihrer

führenden Seite ausgespart, zum Zwecke, die Beschleunigung bzw. die Verzögerung der Bewegung des Abstimmapparates derart zu beeinflussen, daß die Wellenkurve eine gerade Linie bildet, bzw. daß die Wellenskala eine gleichmäßige Zunahme der Wellenwerte aufweist.

Umschalter für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie, z. B. Antennenschalter u. dgl.

D. R. P. 315 474. Deutsche Telephonwerke G. m. b. H. in Berlin. Vom 29. 9. 16, ausgegeben 6. 11. 19.

1. Anordnung zum Umschalten von Stationen für drahtlose Telegraphie von Senden auf Empfang und umgekehrt, dadurch gekennzeichnet, daß ein zur Detektoreinschaltung dienender Handschalter mit einer Schleifbahn, die vom Betriebsumschalter der Station parallel zu der die Schalter tragenden Deckplatte mitbewegt wird, derart zusammenwirkt, daß er durch diese Schleifbahn beim Umlegen des Betriebsumschalters in dessen eine Endstellung (Sendestellung) seinerseits in die Ausschaltstellung gebracht und für die Dauer des Sendens in dieser Stellung gesperrt wird.

2. Station nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die vom Betriebsumschalter mitbewegte Schleifbahn doppelseitig ausgebildet ist, derart, daß sie beim Umlegen des Betriebsumschalters in dessen eine Endstellung (Sendestellung) den Detektoreinschalter aus der einen oder anderen Endlage in seine ausschaltende Mittelstellung zurückführt und hierauf in dieser sperrt.

D. R. P. 318 011. Siemens & Halske Akt. Ges. in Siemensstadt bei Berlin. Vom 24. 7. 18, ausgegeben 9. 1. 20.

1. Walzenschalter mit vier getrennten Reihen paarweise zusammengehöriger Kontaktelemente, dadurch gekennzeichnet, daß zwecks Erleichterung der Montage und Freilegens der Kontakte und Schaltwalzennocken je eine Reihe von Paaren zusammengehöriger Kontaktelemente nebst deren Anschlüsse an je einer von zwei zu beiden Seiten der Walze angeordneten Isolierplatten befestigt ist.

Sämtliche Anschlüsse der Kontaktelemente sind durch geeignete Ausbildung der Kontakthalter in ungefähr gleicher Höhe auf der einen Längsseite des Schalters angeordnet. Die beiden Isolierplatten sind als Verbindungsträger der Schaltwalzenlager ausgebildet. Bei reihenweisem Zusammenbau sind die Walzenschalter auf einer gemeinsamen Tragschiene angeordnet, welche die Walzenlager untereinander verbindet, und auf der Anschlußseite über der Schaltwalze ist ein leicht abnehmbar angeordnetes Bezeichnungsschild für die Anschlüsse angeordnet.

D. R. P. 319 395. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 24. 10. 13, ausgegeben 4. 3. 20.

1. Sende-Empfangsschalter für Antennen, dadurch gekennzeichnet, daß ein Steuermagnet einen Hebel bewegt, der auf dem ersten Teil seiner Bewegung, unter Zwischenschaltung einer die Bewegung vergrößernden Hebelübersetzung, den in bekannter Weise unter Öl angeordneten und infolgedessen einen kleinen Hub bedürfenden Empfangskontakt öffnet und erst dann durch einen an dem Hebel befindlichen Anschlag direkt oder unter Zwischenschaltung eines weiteren Hebels den Sendestrom durch Schließen des Kontaktes einschaltet.

Dabei ist ein Erdungskontaktstück angeordnet, das die Antenne während des Umschaltens von Senden auf Empfang solange erdet, bis die Umschaltung auf Empfang erfolgt ist und die Erdung erst bei erfolgter Umschaltung wieder aufgehoben wird.

Der Anker des Elektromagneten, der die Kontakte des Empfängers und des Senders steuert, betätigt gleichzeitig einen Kontakt, der auf das Detektorschaltrelais einwirkt, derart, daß dieses in den Sendezeiten den Empfangsdetektor abschaltet; außer der elektromagnetischen Steuerung ist auch eine mechanische Steuerung vorgesehen, die von einem Handhebel unter Vermittlung eines Bowdenzuges auf den sonst vom Elektromagneten bewegten Anker einwirkt, wobei die Umlegung des Handhebels die Elektromagnetspule stromlos macht und die Abschaltkontakte am Detektor mechanisch steuert. Die Apparatur ist zwecks Sicherung gegen Erschütterungen und Stöße einerseits und zwecks Dämpfung des arbeitenden Relais andererseits auf elastischen Puffern montiert.

Anrufvorrichtungen und Verfahren.

D. R. P. 317 867. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 18. 3. 19, ausgegeben 30. 12. 19.

1. Verfahren zum wahlweisen Anruf drahtloser Stationen, dadurch gekennzeichnet, daß Wellenzüge von verschiedener Schwingungs- oder Impulsfrequenz in zeitlicher Folge als wahlweise Reihenkombinationen ausgesandt und auf jenen Empfangsstellen wahrnehmbar werden, deren nur in bestimmter Folge auslösbare Teilfunktionen die gleiche Reihenkombination wie die der ausgesandten Wellenzüge aufweisen.

Die Auslösungsfolge wird in der Weise erreicht, daß durch Erregung der auf die Schwingungs- oder Impulsfrequenz des ersten Wellenzuges (Kombinationsgliedes) abgestimmten Anrufvorrichtung die Abstimmung dieser Vorrichtung selbsttätig in die dem zweiten Kom-

binationsglied entsprechende Abstimmung übergeführt wird und daß dann in gleicher Weise der weitere Abstimmungsverlauf für sämtliche Kombinationsglieder erfolgt, so daß nur ein einzelner Empfangskreis und Detektor notwendig ist.

Die Anrufvorrichtung zur Durchführung des Verfahrens besteht im wesentlichen aus einem schwingungsfähigen Empfangskreis, dessen elektrische Abstimmung bei jedem Wellenzug selbsttätig in die dem nächstfolgenden Kombinationsglied entsprechende Abstimmung übergeführt wird, wobei die dem letzten Kombinationsglied folgende Abstimmung der der Empfangsstation zugeteilten Verkehrswelle entspricht.

D. R. P. 323 428. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 30. 3. 19, ausgegeben 24. 7. 20.

1. Anruf für drahtlose Telegraphie und Telephonie, dadurch gekennzeichnet, daß zur Einschaltung der selektiven automatischen Anrufapparate ohne Verstärker arbeitende, empfindliche, jedoch nicht selektive Empfangsapparate, z. B. Galvanometer o. dgl., verwendet werden, die, durch einen Voranruf erregt, selektive Empfangsapparate einschalten.

D. R. P. 320 966. William Henry Shephard und Archibald Edward Mc Kechnie in London. Vom 16. 12. 13, ausgegeben 12. 5. 20.

1. Drahtlose Telegraphie- bzw. Telephonieanordnung, bei der eine Alarmvorrichtung verwendet ist, die ein Hörzeichen gibt, wenn der Empfangsapparat in Tätigkeit gesetzt wird, gekennzeichnet durch die Verwendung einer selbsttätigen Sendevorrichtung, die derart gegenüber der Alarmvorrichtung angeordnet ist, daß so lange, bis die letztere durch die Entfernung des telephonischen Empfängers von seinem Schaltarm oder Haken in bekannter Weise außer Tätigkeit gesetzt wird, ein Signal, wie z. B. das Codewort des den Empfangsapparat tragenden Schiffes oder der Station selbsttätig ausgesendet wird.

Meßanordnungen.

D. R. P. 323 302. C. Lorenz Akt. Ges. in Berlin-Tempelhof. Zusatz zu D. R. P. 273 616, vgl. Jahrb. **8**, 620 u. folg. Vom 24. 2. 18, ausgegeben 20. 7. 20.

1. Schaltungsanordnung zur unmittelbaren Bestimmung der Selbstinduktion und Kapazität von Antennen mittels Tonabgleichung unter Benutzung der Brückenschaltung nach Patent 273 616, dadurch gekennzeichnet, daß mit den wechselseitig stromlosen Brücken ein Erregerkreis (Wellenmesser) bzw. ein Tonempfangskreis (aperiodischer Zellenempfänger) gekoppelt ist.

2. Meßverfahren unter Benutzung der Schaltungsanordnung nach

Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß ein Tonminimum im Empfangskreis durch Veränderung des zugehörigen Zweiges zum Antennenzweig eingestellt wird.

3. Einrichtung für die Schaltungsanordnung bzw. das Verfahren nach Anspruch 1 bzw. 2, bestehend aus einem Kasten, der die drei Zweige der Brücke enthält und mit einem Antennen- und einem Erdanschluß versehen ist.

D. R. P. 318 940. Dr. Siegmund Loewe in Berlin. Vom 16. 2. 15, ausgegeben 18. 2. 20.

1. Verfahren zum Messen der Verluste in einem Hochfrequenzmaschinenkreise, dadurch gekennzeichnet, daß bei zunächst kurzgeschlossenem Verbraucher die Verluste im Generator selbst und in den Abstimmitteln gemeinsam aus der Differenz der Antriebsleistungen im Betriebs- und Leerlaufzustande des Generators gemessen werden, sodann der Kurzschluß des Verbrauchers aufgehoben und dessen Leistungsverbrauch an der vermehrten Antriebsleistung gemessen wird.

2. Verfahren nach Anspruch 1 zur Messung der Verluste im Generator und in den Abstimmitteln, dadurch gekennzeichnet, daß der Generator zur Vornahme der Messung bei kurzgeschlossenem Verbraucher so weit erregt wird, daß die Resonanzstromstärke gleich der im wirklichen Betriebe auftretenden Stromstärke ist.

D. R. P. 323 136. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 7. 4. 18, ausgegeben 16. 7. 20.

1. Schaltungsanordnung zur Messung der vom Kathodengenerator in Luftdrahtgebilden abgegebenen Leistung, dadurch gekennzeichnet, daß im Anodenkreis ein Amperemeter und an den Klemmen des Spannungsteilers ein Voltmeter angeschlossen ist, zum Zwecke, nach Abstimmung des Luftdrahtgebildes auf die Frequenz der zugeführten Energie die von dem Kathodengenerator abgegebene Leistung als Produkt der beiden Meßinstrumentangaben zu erhalten.

2. Schaltungsanordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß das Amperemeter, z. B. durch Schaltung in den Sekundärkreis eines Transformators oder durch Vorschalten eines Kondensators und unter gleichzeitiger Bildung eines für den Gleichstrom gangbaren Parallelzweiges, derart geschaltet ist, daß nur die Wechselstromkomponente auf das Amperemeter einwirkt.

3. Schaltungsanordnung nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß das Amperemeter in einem auf die Grundfrequenz der Röhre abgestimmten Kreis liegt, zum Zwecke, die Beeinflussung der Angaben des Amperemeters durch Oberschwingungen zu verhindern.

Antennenanordnungen.

D. R. P. 326 606. C. Lorenz Akt. Ges. und Dipl.-Ing. Leon Resemann in Berlin-Tempelhof. Vom 14. 10. 19, ausgegeben 29. 9. 20.

1. Rahmenantenne, dadurch gekennzeichnet, daß zwecks Vermeidung eines besonderen Tragkörpers und unauffälliger Benutzung der Antenne die Windungen den Körper des fremde Stationen Aufnehmenden umschließen.

2. Rahmenantenne nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Spule in der Gehrichtung untergebracht ist.

D. R. P. 315 475. Reichsfiskus, vertreten durch das preußische Kriegsministerium in Berlin. Vom 21. 2. 18, ausgegeben 6. 11. 19.

Fest eingebaute und ständig betriebsfähige Flugzeugantenne, dadurch gekennzeichnet, daß Luftdraht und Gegengewicht als selbständige, sich an Teile des Flugzeuges eng anschmiegende Drahtgebilde derart symmetrisch verlegt sind, daß keine Richtwirkung entsteht.

D. R. P. 315 472. Deutsche Telephonwerke G. m. b. H. in Berlin. Vom 7. 1. 16, ausgegeben 28. 10. 19.

Fernsprech- und Telegraphenanlage mit Hochfrequenzübertragung, bei welcher als Sendeantenne ein horizontal am Erdboden ausgestreckter, gegen Erde isolierter Draht benutzt wird, dadurch gekennzeichnet, daß in die mit dem Erregerkreis gekoppelte Antenne der Sendestation ein zweckmäßig regulierbarer Kondensator einschaltbar ist, zu dem Zweck, bei zufälliger Erdberührung der Antenne einen durch ihn und die Erde gebildeten abstimmbaren Schwingungskreis zu erhalten und einen wenn auch geminderten Weiterbetrieb der Station durch die Erde zu ermöglichen.

D. R. P. 315 473. Deutsche Telephonwerke G. m. b. H. in Berlin. Vom 19. 4. 16, ausgegeben 6. 11. 19.

1. Anordnung für Erdtelegraphie und -telephonie mittels Hochfrequenz, dadurch gekennzeichnet, daß eine horizontal in der Erde verlegte Sendeantenne ohne Unterbrechungsstelle mit einer Anregeantenne des Sendesystems derart gekoppelt ist, daß die Kopplungsstrecke gleich der halben benutzten Wellenlänge ist.

2. Anordnung für Erdtelegraphie und -telephonie mittels Hochfrequenz nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Kopplungsstrecke näher dem einen Ende der Sendeantenne liegt, zwecks Erzielung einer größeren Reichweite in Richtung des anderen Endes der Antenne.

3. Anordnung für Erdtelegraphie und -telephonie mittels Hochfrequenz nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß zwecks Abgleichung der Kopplungsstrecke auf eine bestimmte Wellenlänge

die Anregeantenne nach der einen oder anderen Seite verlängert oder eine induktionsfreie Drahtlänge in die eine oder andere Verbindungsleitung zwischen beiden Antennen eingefügt wird.

K. P. 306.547. Deutsche Telephonwerke G. m. b. H. in Berlin. Vom 21. 12. 17, ausgegeben am 24. 6. 18.

1. Antennenanordnung für drahtlose Telegraphie bei einem Eisenbahnzuge, dadurch gekennzeichnet, daß außer einer in der Längsrichtung des Zuges oder Wagens in spiralförmigen Lagen mit senkrechter Windungsfläche angeordneten Antenne eine zweite, dieselbe ergänzende Antenne in quer zur Längsrichtung des Zuges oder Wagens liegenden senkrechten Spiralwindungen angeordnet ist, zum Zwecke, aus beliebiger Richtung mit genügender Stärke zu empfangen.

Die axiale Länge der Querantenne soll mindestens gleich dem großen Durchmesser der Längsantenne sein. Zur Ausgleichung der Selbstinduktion soll entweder die Ganghöhe der Querantenne von genügender Größe gewählt oder diese Antenne in Abschnitte zerlegt werden, die einander parallel geschaltet werden. Die Abstimmittel der Antenne sollen mechanisch miteinander gekoppelt werden, zwecks gleichzeitiger Abstimmung beider Antennen auf gleiche Welle.

K. P. 310 703. Deutsche Telephonwerke G. m. b. H. in Berlin. Vom 12. 1. 18, ausgegeben 23. 10. 19. Zusatz zu vorstehendem K. P. 306 547.

1. Antennenanordnung nach Patent 306 547, dadurch gekennzeichnet, daß die beiden als Antennen dienenden Drahtspiralen, deren Achsen winklig zueinander stehen, auf den beiden Flügeln eines Doppeldeckerflugzeuges derart angeordnet sind, daß die Windungsflächen der kurzachsigen Spirale an eine senkrechte Umfläche des Flügelsystems sich anschmiegen, während die Windungen der langachsigen Spirale in der gesamten Umfläche des Flügelsystems liegen und die Windungen beider Spiralen an die in den Umflächen liegenden Verstrebungen sich anschmiegen.

2. Antennenanordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß in die auf den Flügeln angeordnete langachsige Spirale eine am Schwanz des Flugzeuges angeordnete kurzachsige Spirale mit senkrechter Windungsfläche einbezogen oder letztere an Stelle der ersteren benutzt wird, wobei die Windungsfläche der Schwanzspirale zweckmäßig der seitlichen Schwanzfläche angeschmiegt wird.

3. Antennenanordnung nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß in die auf den Flügeln angeordnete kurzachsige Spirale

eine den Schwanz umwindende langachsige Spirale einbezogen oder letztere an Stelle der ersteren benutzt wird.

D. R. P. 315 500. C. Lorenz Akt. Ges. in Berlin-Tempelhof. Vom 21. 6. 17, ausgegeben 29. 10. 19.

1. Drahtlose Anlage mit verschiedenen Antennensystemen und Sendern, gekennzeichnet durch die Zusammenfassung aller Systeme in eine beispielsweise aus einem gemeinsamen Schalter bestehende Zentralstelle, von welcher aus sowohl die Antennenart und ihre möglichen Schaltungen wie auch die Senderart gewählt wird.

2. Anlage für drahtlose Nachrichtenübermittlung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die gemeinsame Zentralstelle gleichzeitig als Wahlschalter für verschiedene bzw. mehrere Empfänger dient.

3. Anlage gemäß Anspruch 1 oder 2, dadurch gekennzeichnet, daß die Zentralstelle automatisch die Sender blockiert bzw. die Empfänger abschaltet.

D. R. P. 319 566. Dr. Erich F. Huth, G. m. b. H., Dipl.-Ing. Bruno Rosenbaum und Dr. Siegmund Loewe in Berlin. Vom 19. 8. 17, ausgegeben 10. 3. 20.

1. Anordnung für drahtlose Telegraphie und Telephonie unter Vermittlung von selbsttätigen Zwischenstationen, bei welcher eine andere Welle für die Weitergabe als für die Aufnahme der Nachricht in der Zwischenstation verwendet wird, dadurch gekennzeichnet, daß die Veränderung der Wellenlänge in den verschiedenen Zwischenstationen gleichzeitig mit der selbsttätigen Umschaltung von Empfangen auf Senden und umgekehrt bewirkt wird.

2. Anordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Verstellung des Antennenschalters und der Vorrichtung zur Änderung der Wellenlänge durch ein besonderes Zeichen bewirkt wird, welches am Schluß der zu übertragenden Nachricht abgegeben und in gleicher Weise wie die Nachricht selbst von Station zu Station weitergegeben wird und zunächst die Umstellung der jeweils in Tätigkeit sich befindenden Zwischenstation von Empfangen auf Senden hervorruft, nach Beendigung der Weitergabe der Nachricht jedoch die Rückumschaltung dieser Station von Senden auf Empfangen zur Folge hat.

Richtungstelegraphie und Ortsbestimmung.

D. R. P. 324 872. André Blondel in Paris. Vom 7. 12. 13. Unionspriorität Frankreich 7. 12. 12, ausgegeben 6. 9. 20.

1. Verfahren zur Ortsbestimmung der Sendestation radiotelegraphischer oder -telephonischer Anlagen, bei dem von der Sendestation

aus gerichtete Wellensignale nacheinander in den einzelnen über den ganzen Horizont verteilten und möglichst benachbarten Richtungen ausgesendet werden, und zwar in jeder Richtung ein besonderes, für diese Richtung charakteristisches und zwischen diesen Signalen andere Signale, die den Namen der betreffenden Sendestation erkennen lassen, dadurch gekennzeichnet, daß der die gerichteten Wellen erzeugende, entsprechend der Senderichtung seine Lage verändernde Apparat beim Signalisieren jedesmal angehalten wird.

2. Vorrichtung zur Ausführung des Verfahrens nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß der die gerichteten Wellen entsendende Apparat, der in bekannter Weise aus einem drehbaren Rahmen mit radiogoniometrischen Spulen oder einer anderen zur Entsendung gerichteter Wellen geeigneten Ausführung besteht, durch intermittierende Kopplung von einem sich dauernd drehenden Motor angetrieben und in die verschiedenen, den Senderichtungen entsprechenden Lagen gebracht und dort auf eine bestimmte Zeit gehalten wird, die der Entsendung der den betreffenden Richtungen zugehörigen Signale entspricht, welch letztere durch einen mit einer Kontaktserie versehenen Kommutator mittels eines sich ebenfalls dauernd drehenden Motors abgegeben werden, indem der Kommutator durch ein Relais auf den Sendetaster wirkt und indem die Kopplungen der beiden Motoren so miteinander geschaltet oder verbunden sind, daß stets nur eine Kopplung wirksam ist.

D. R. P. 322 160. Marconis Wireless Telegraph Co. Ltd. in London. Vom 15. 4. 16. Unionspriorität Großbritannien 17. 4. 15, ausgegeben 21. 6. 20.

1. Drahtlose Telegraphenanlage, gekennzeichnet durch die Vereinigung zweier übereinstimmender Luftleitergebilde (*A-B*) von bekannter Bauart, deren jedes zwei zueinander unter rechtem Winkel stehende, senkrechte Rahmen hat, mit je einem Radiogoniometer, dessen feststehende Spule in der üblichen Weise an die Rahmen angeschlossen, dessen bewegliche Spule (*a* oder *b*) mit einem gemeinsamen Empfänger oder einem gemeinsamen Erzeuger gekoppelt ist, so daß die Anlage einerseits nicht durch Wellen beeinflußt wird, die aus vier verschiedenen Richtungen eintreffen, von denen zwei in rechtem Winkel zu der die zwei Luftleitergebilde verbindenden Linie stehen, und von denen die beiden anderen Richtungen von der Einstellung der Goniometer abhängen, während andererseits die Anlage weder in den beiden ersteren noch in den beiden letzteren, von der Einstellung der Goniometer abhängigen Richtungen Wellen ausstrahlt.

2. Anlage nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Goniometer an einen gemeinsamen Empfänger angeschlossen sind, und ein Sender in gleichem Abstand von den zwei Luftleitergebilden angeordnet ist.

3. Anlage nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die beiden Goniometer an zwei getrennte Empfänger angeschlossen und

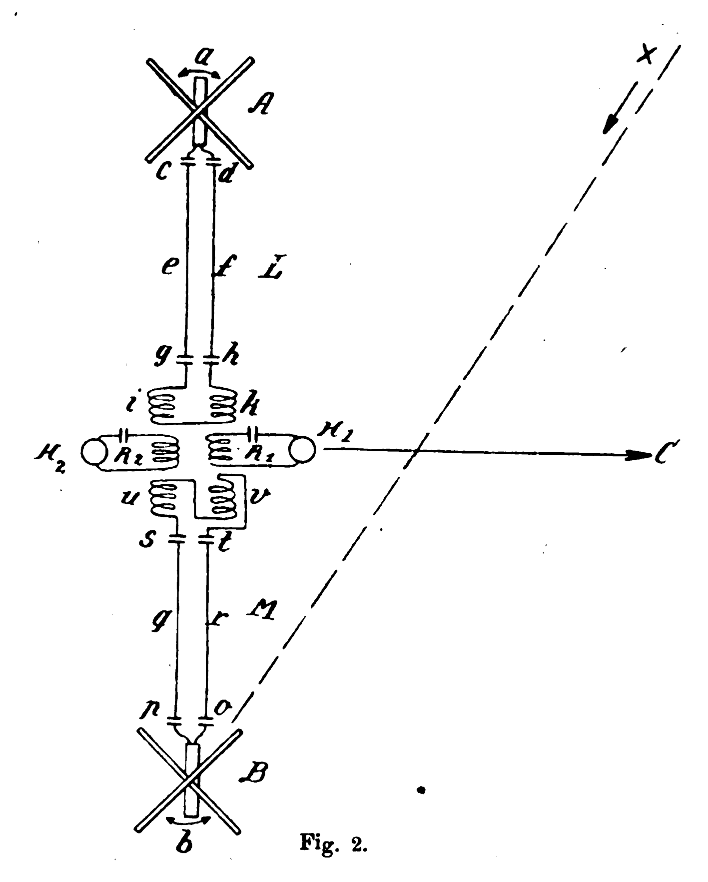


Fig. 2.

ihre Stromkreise verstimmt sind, während die Kopplungen so angeordnet sind, daß miteinander in Phase stehende Schwingungen in den beiden Stromkreisen sich in bezug auf den einen Empfänger subtrahieren, in bezug auf den anderen dagegen addieren, so daß Signale, die von zwei Stationen in entgegengesetzter Richtung gleichzeitig eintreffen, empfangen werden können. (Vgl. Fig. 2.)

Empfangsanordnungen, insbesondere Schaltungsanordnungen von Kathodenverstärkerröhren.

K. P. 298 464. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 16. 6. 15, ausgegeben 8. 7. 20.

Schaltung zur Vermeidung der Selbsterregung von Kathodenverstärkerröhren, dadurch gekennzeichnet, daß zwischen zwei Punkten verschiedener Stromkreise, insbesondere zwischen den Elektroden der Röhren und Endpunkte der Übertrager, durch Zuschalten von Kapazitäten zusätzliche elektrische Kopplungen hergestellt werden.

K. P. 297 910. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 17. 11. 15, ausgegeben 2. 10. 20.

Einrichtung zur Verstärkung schwacher elektrischer Ströme mittels Kathodenstrahlrelais in Kaskadenschaltung, gekennzeichnet durch den Einbau der Zwischentransformatoren zwischen den Verstärkern in Metallkästen, um sowohl die wechselseitige Rückwirkung wie die Einwirkung von Außenstörungen aufzuheben.

K. P. 300 013. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 9. 2. 16, ausgegeben 1. 10. 20.

Anordnung zum Gleichrichten von elektrischen Wechselströmen mittels Ventilröhre, dadurch gekennzeichnet, daß eine mit einer Gitteranordnung versehene Kathodenstrahlröhre benutzt wird, deren Gitterpotential so eingestellt ist, daß im Ruhezustand kein Strom durch die Röhre fließt, im Arbeitszustand aber direkter, dem zugeführten Wechselstrom proportionaler Gleichstrom abgegeben wird, um mit der Gleichrichtung zugleich eine Verstärkung zu erzielen.

D. R. P. 324 381. Dr. Siegmund Loewe in Berlin. Vom 19. 4. 18, ausgegeben 25. 8. 20.

1. Einrichtung bei Empfängern mit Verstärkern, dadurch gekennzeichnet, daß der Empfängerwiderstand durch einen besonderen, vor den Eingangstransformator des Verstärkers geschalteten, vorzugsweise regelbaren Transformator dem Verstärker derart angepaßt wird, daß das Selbsttönen verschwindet.

2. Einrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß unter Beibehaltung einer leitenden Verbindung von Primär zu Sekundär des Eingangstransformators dem zur Anpassung dienenden besonderen Transformator die Energie aus dem Anodenkreise eines Audions zugeführt wird.

Literaturverzeichnis.

Abraham, H. and **E. Bloch**, C. R. **169**, S. 171, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 12, S. 624, 1920. Moving Iron Recording Galvanometers.

Adam, Michel, Radioélectricité 1, 2, S. 97, 1920. La réception des signaux horaires.

Alexanderson, Ernst F. W., Proc. Inst. Rad. Eng. 8, 4, S. 263, 1920. Trans-Oceanic Radio Communication.

Beatty, R. T. and **A. Gilmour**, Phil. Mag. **40**, 237, S. 291, 1920. On the Measurement of Changes in Resistance by a Valve Method.

Beauvais, G., T. S. F. Moderne 1, S. 4, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 12, S. 615, 1920. High-Frequency Telephony.

Bethenod, J., Radioélectricité 1, 2, S. 128, 1920. Sur les lignes artificielles.

Binyon, B., Wireless World 8, 5, S. 158, 1920. An Automatic Call Device.

Blake, E., ebenda S. 259. Guglielmo Marconi.

Blake, G. G., ebenda 9, S. 316. A Simple Wireless Telephone Set.

Blattermann, A. S., Rad. Rev. 1, 13, S. 633, 1920. Regeneration and Oscillation in Vacuum Tube Circuits through Inter-Electrode Capacity.

Blondel, A., Radioélectricité 1, 2, S. 63, 1920. Théorie graphique des audions générateurs et calcul de l'amplitude des oscillations (Suite et fin).

Boucheron, P. H., El. Exp. 7, S. 1028, 1084, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 12, S. 621, 1920. Vacuum-tube Circuits.

Boucherot, P., Radioélectricité 1, 2, S. 73, 1920. Nouvelle méthode de calcul par la séparation des puissances, appliquée à la radiotélégraphie.

Bouthillon, L., Rev. Gen. de l'Él. 7, S. 696, 1920. Ref. Techn. Rev. 6, S. 588, 1920. Rad. Rev. 1, 12, S. 623, 1920. A Contribution to the Study of Submarine Radio Communication.

Broadwood, L. A. T., Wireless World 8, 3, S. 82; 4, S. 125, 1920. Harmonics in C. W. Transmission.

Brossier, Radioélectricité 1, 2, S. 82, 1920. Les tubes à Vide en Radiotélégraphie. (Suite.)

— ebenda 3, S. 115. Les générateurs d'oscillations entretenues.

Cantab, Wireless World 8, 10, S. 346, 1920. Strays and their Origin.

Clement, L. M., Ever. Eng. Mag. 9, S. 156, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 13, S. 658, 1920. The Measurement of High Frequency Resistance. Comparison of Different Types of Winding.

Clinker, R. C., Wireless World 7, 84, S. 712, 1920. A portable Set, and some Properties of C. W. Circuits.

— ebenda 8, 2, S. 30; 3, S. 67; 4, S. 102, 1920. Ref. Techn. Rev. 6, S. 507, 549, 1920. Rad. Rev. 1, 12, S. 610, 1920. Alternating Current Work with Reference to the Three-Electrode Valve.

Coursey, Philip R., ebenda 1, S. 1. Interplanetary Wireless?

— ebenda 4, S. 109. Aerials, their Forms and Uses.

— ebenda 7, S. 225. Some of the Problems of Atmospheric Elimination in Wireless Reception.

— ebenda 10, S. 341. Sparks and Spark Gaps.

Dubosq, H., T. S. F. Moderne 1, S. 11, 41, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 12, S. 623, 1920. The Evolution of the Low Frequency Amplifier during the War.

El. Exp. 7, S. 663, 1919. The New Kolster Decremeter and Wavemeter.
— ebenda S. 908, 954, 1920. An Oscillation Radio Telephone and Telegraph.

Engler, R. A., ebenda S. 1154, 1200. Ref. Rad. Rev. 1, 13, S. 662, 1920. Gaseous Telephone Transmitters.

Englund, Carl, Proc. Inst. Rad. Eng. 8, 4, S. 325, 1920. Note on Radio Frequency Measurements.

Ever. Eng. Mag. 9, S. 158, 1920. Determination of Distributed Capacity and Inductance of a Coil.
— ebenda S. 160. Radio Tuning Circuits.

Fleming, J. A., Engineering 109, S. 760, 1920. Ref. Electrician 84, S. 646, 1920. Rad. Rev. 1, 12, S. 620, 1920. The Thermionic Valve in Wireless Telegraphy and Telephony.

Friedrich, Paul, Prometheus 31, 44, S. 345, 1920. Die drahtlose Telegraphie im Eisenbahndienst.

Germershausen, W., Helios 26, 26, S. 249; 27, S. 257, 1920. Die Theorie und technische Anwendung der neuen elektrischen Gleichrichter mit Edelgasen.

Green, E., Rad. Rev. 1, 13, S. 650, 1920. An Elementary Method of Deducing the Effect of Resistance in Damping Oscillations.

Grüneisen, E. und E. Merkel, Ztschr. f. Phys. 1, II, S. 277, 1920. Ein Röhrensender als Normaltonskala.

Hahnemann, W. und H. Hecht, Phys. Ztschr. 21, 16, S. 426, 1920. Schallgeber und Schallempfänger. IV.

Heidecker, H., Die Technische Messe 3, 22, S. 259, 1920. Einiges über die Reichsfunktelegraphie.

Hollingworth, J. and B. Hoyle, Rad. Rev. 1, 13, S. 644, 1920. Local Errors in Radio Direction Finding.

Höpfner, Karl, Telegr. u. Fernspr. Techn. 9, 8, S. 126, 1920. Verstärkereinrichtungen im deutsch-schwedischen Sprechverkehr.

Hort, W., Ztschr. f. techn. Phys. 1, 9, S. 182, 1920. Die zeichnerische und rechnerische Näherungsbehandlung der Schwingungsdifferentialgleichung.

Howe, G. W. O., Rad. Rev. 1, 12, S. 598, 1920. The Power required for Long Distance Transmission.
— ebenda 13, S. 652. Measurement of the Field Strength at Leghorn of the Annapolis Signals. The Need for Further Research.

Hull, L. M., Journ. Wash. Acad. Sc. 10, S. 316, 1920. Ref. Nature 105, S. 624, 1920. Rad. Rev. 1, 12, S. 613, 1920. An Electron Tube Transmitter of Completely Modulated Waves.

Jackson, C. L., Phil. Mag. 40, 237, S. 329, 1920. Variably Coupled Vibrations; Gravity-Elastic Combinations. II. Both Masses and Periods Unequal.

Jackson, Henry B., Wireless World 8, 9, S. 324, 1920. The Use of Reaction with a Frame Aerial.

Kinsley, Carl, and A. Sobey, Proc. Inst. Rad. Eng. 8, 4, S. 299, 1920. Radio Direction Changes and Variations of Audibility.

Kollatz, C. W., Prometheus 31, 50, S. 400, 1920. Neuere Erfahrungen über die Fortpflanzung der Hertzschen Wellen.

Linke, Felix, Helios 25, 52, S. 417, 1919. Dr. h. c. Graf von Arco und die neuen Einrichtungen der Großstation Nauen.

Loog, C., Telegr. und Fernspr. Techn. **9**, 8, S. 123, 1920. Edelgasröhren im Telegraphen- und Fernsprechbetrieb.

Lübcke, E., Ztschr. f. techn. Phys. **1**, 10, S. 227, 1920. Über Frequenztransformation bei Telephonströmen.

Mesny, René, Rad. Rev. **1**, 12, S. 591, 1920. The Diffraction of the Field by a Cylinder and its Effect on Directive Reception on Board a Ship.

Owen, William D., Wireless World **8**, 9, S. 310, 1920. The Story of the Telephone.

van der Pol, Balth., Phil. Mag. **40**, 235, S. 163, 1920. On the Propagation of Electromagnetic Waves round the Earth.

Pomey, J. B., Rev. Gén. de l'Él. **7**, S. 665, 1920. Ref. Techn. Rev. **6**, S. 589, 1920. Rad. Rev. **1**, 13, S. 662, 1920. Telephone Relays.

Press, A., ebenda, S. 547. Ref. Sc. Abstr. 23B, S. 323, 1920. Techn. Rev. **6**, S. 588, 1920. Rad. Rev. **1**, 13, S. 656, 1920. Antennae Constants and the Wavelengths of Antennae.

— Phys. Rev. **15**, S. 450, 1920. Ref. Rad. Rev. **1**, 12, S. 610, 1920. The Skin Effect and Flux Distribution of Conductors in Proximity to Iron.

Radioélectricité, **1**, 2, S. 79, 1920. La station radiotélégraphique «La Fayette».

— ebenda 3, S. 129. La télégraphie sans fil dans les colonies françaises.

— ebenda S. 148. La réglage des antennes de réception.

— ebenda S. 154. Réglementations internationales.

Rad. Rev. 1, 12, S. 619, 1920. El. World **76**, S. 33, 1920. (Ref. über J. H. Morecroft, Proc. Inst. Rad. Eng. **8**, S. 239, 1920.) Some Notes on Vacuum Tubes.

Rev. Gén. de l'Él. 6, S. 610, 1919. (Ref. über Journ. Frankl. Inst. **187**, S. 512, 1919.) Radiotelegraphic Filter or X-stopper.

Robinson, C. and **R. M. Chamney**, Inst. Post. Off. El. Eng. **76**, S. 1, 1919. Ref. Sc. Abstr. 23B, S. 174, 1920. Rad. Rev. **1**, 12, S. 615, 1920. Application of Thermionic Amplifiers as Telephonic Repeaters.

Sagnac, G., C. R. **170**, S. 800, 1920. Ref. Rev. Scient. **58**, S. 222, 1920. Bull. Soc. Belge El. **34**, S. 137, 1920. Rad. Rev. **1**, 12, S. 623, 1920. The Lengths of Path of the Newtonian Luminous Radiation and the Zones of Silence in Damped Radio Signals.

Scott-Taggart, John, Wireless World **7**, 84, S. 701, 1920. Notes on the Design and Construction of Valve Amplifiers.

Southworth, G. C., Rad. Rev. **1**, 12, S. 577, 1920. Electron Tube Generators of Alternating Currents of Ultra-Radio Frequencies.

Swann, Frank P., Wireless World **8**, 3, S. 76, 1920. A High Power Wireless Telephony Installation.

Swann, W. F. G., Journ. Frankl. Inst. **188**, S. 577, 1919. Ref. Rad. Rev. **1**, 12, S. 622, 1920. Atmospheric Electricity.

Telegr. u. Fernspr. Technik 9, 8, S. 130, 1920. Stand des Reichsfunknetzes am 1. Sept. 1920.

Tobler, A., Journ. télégr. **44**, 8, S. 117, 1920. L'emploi de l'oscillateur du General Post Office de Londres dans les mesures de self et de capacité.

Trautwein, Telegr. u. Fernspr. Techn. **9**, 8, S. 119, 1920. Die Elektronenröhre in der elektrischen Meßtechnik (Schluß.)

Turner, L. B., Rad. Rev. 1, 12, S. 585, 1920. Everyday Measurement of Inductance and Capacity in the Wireless Laboratory.

Tyzzer, H. J., Ever. Eng. Mag. 9, S. 154, 1920. Quenched Gap Operation.

Vallauri, Giancarlo, Proc. Inst. Rad. Eng. 8, 4, S. 286, 1920. Measurement of the Electric and Magnetic Fields Received During Trans-Oceanic Radio Transmission.

Waetzmann, E., Ztschr. f. Phys. 1, I, S. 271, 1920. Verzerrung von Schwingungen infolge unsymmetrischer Verhältnisse.

Wallot, J., Ann. d. Phys. (4) 62, S. 569, 1920. Kinematische und energetische Definition der Fortpflanzungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen.

Weinberger, Julius, Proc. Inst. Rad. Eng. 8, 4, S. 333, 1920. Note on the Input Impedance of Vacuum Tubes at Radio Frequency.

Wireless World 7, 84, S. 695, 1920. The New Marconi Distress Calling Device.

— ebenda 8, 1, S. 23, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 12, S. 616, 1920. Wireless Telephony and Railway Strikes.

— ebenda 2, S. 41. The Proposed Imperial Wireless System.

— ebenda 5, S. 152. Frame Aerials for Reception.

— ebenda 5, S. 173; 6, S. 209. Ref. Rad. Rev. 1, 12, S. 624, 1920. A Separate Oscillator for C. W. Reception.

— ebenda 5, S. 175. Eiffel Tower Weather Reports.

— ebenda 7, S. 222. Wireless and the Press: The Daily Mail's Wireless Station.

— ebenda S. 237. Wireless Services on Aircraft Routes.

— ebenda 8, S. 273. Time Signalling Stations.

— ebenda S. 278. Weather Bulletins.

— ebenda S. 284. Detailled Description of Eiffel Tower Transmissions.

— ebenda 10, S. 350. Absolute Direction Finding with a Loop Aerial.

— ebenda S. 352. High Voltage Supply for Valves.

— ebenda S. 356. Aircraft Wireless Telephone Apparatus.

Ztschr. f. Instrkde. 40, 5, S. 119, 1920. (Tätigkeitsbericht der P. T. R.) Dielektrische Eigenschaften von Marmor.

— ebenda S. 119. Röhrensender als Normal-Tonskala.

— ebenda S. 120. Wellenlänge elektrischer Schwingungen.

Kurze Mitteilungen.

(Beiträge aus dem Leserkreis erbeten.)

Stand des Reichsfunknetzes[1]. (Nach einer Mitteilung aus dem Reichspostministerium.) Das Reichsfunknetz umfaßt z. Z. die Hauptfunkstelle Berlin, die Leitfunkstellen Breslau, Dortmund, Düsseldorf, Frankfurt a. M., Hamburg, Königsberg, Leipzig, München und Stuttgart, sowie die Funkstellen Darmstadt, Elbing, Friedrichshafen, Hannover, Konstanz

1) Vgl. Band 15, S. 352.

und Stettin. In Duisburg wird demnächst eine weitere Funkstelle fertiggestellt. Die Arbeiten für die Einrichtung einer zweiten Sende- und Empfangsanlage bei den Leitfunkstellen Leipzig, Hamburg und Frankfurt a. M. sind im Gange.

Neben diesen zum Senden und zum Empfangen eingerichteten Funkstellen ist ein Netz von Funkempfangsstellen ausgebaut worden, die ausschließlich die Nachrichten aufzunehmen vermögen. Bis jetzt sind 51 Empfangsstellen in größeren und wichtigeren Orten eingerichtet worden. Das Netz soll in allernächster Zeit noch um 30 bis 50 Stellen vermehrt werden.

Der Betrieb im Reichsfunknetz ist auf Grund der sorgfältig ausgenutzten Erfahrungen wesentlich vervollkommnet worden, so daß die Zahl der monatlich beförderten Telegramme sich in der Zeit von Januar bis Oktober 1920 von 52840 auf 114912, also um weit mehr als das Doppelte erhöht hat.

In dem Bestreben, die Leistungsfähigkeit der Funkverbindungen zu erhöhen, wurden zwischen der Hauptfunkstelle Berlin und einigen Leitfunkstellen Versuche mit Schnelltelegraphie ausgeführt. Benutzt wurden Wheatstone- und Siemensapparate. Die Versuche haben auch bei erhöhten Sendegeschwindigkeiten gute Ergebnisse gehabt, so daß diese Betriebsart bald mit günstigem Erfolge auf verschiedenen Linien des Reichsfunknetzes wird verwendet werden können.

Meldungen über die Eisverhältnisse an den deutschen Küsten. In diesem Winter sind diejenigen Aufgaben, für deren Lösung die Funktelegraphie das gegebene Nachrichtenmittel ist, um eine neue vermehrt worden, die von großer Bedeutung für die Schiffahrt ist. Die Großfunkstelle Nauen verbreitet im Anschluß an den Wetterbericht um 10 Uhr vorm. täglich auf Welle 3900 m die Meldungen der Deutschen Seewarte über die Eisverhältnisse an den deutschen Küsten. Die Meldungen sind verschlüsselt und werden durch drei Gruppen zu je sechs Zahlen dargestellt, die die Eisverhältnisse und ihre Folgen für die Schiffahrt in den Küstengebieten bzw. den Häfen von Brüsterort, Pillau, Swinemünde, Travemünde, Holtenau, Brunsbüttelkoog, Hamburg, Brake und Nesserland angeben. Schlüssel und genauere Auskunft erhalten Interessenten von der Abteilung III der Deutschen Seewarte.

Die Telefunkengesellschaft beschreibt in einem Nachrichtenblatt ihren Audion-Empfänger, Type E. 258. Der Empfänger ist zum Empfang mit Hoch- und Rahmenantenne für einen Wellenbereich von normal 150—4200 m, erweitert für max 28500 m geeignet. Durch Anwendung einer Audion-Rückkoppelung ist er zur Aufnahme von tönenden und ungedämpften Sendern geeignet.

Persönliches. Vom bayr. Ministerium für Unterricht und Kultur wurde Prof. Dr. J. Zenneck als Mitglied der Bayerischen Akademie der Wissenschaften bestätigt.

Jahrbuch

Zeitschrift für

drahtlose Telegraphie und Telephonie

sowie für das Gesamtgebiet der Hochfrequenztechnik

Band 17. Februar 1921. Heft 2.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: *Prof. Dr. H. Faßbender, Berlin-Lichterfelde, Enzianstraße Nr. 1,* zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Bücher und Sonderabdrücke sowie Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Abonnements und Inserate sind an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39* zu richten.

An unsere Mitarbeiter!

Im Deutschen Verband technisch-wissenschaftlicher Vereine sind unter Mitarbeit der Schriftleitungen von 70 Fachzeitschriften die nachfolgenden Anweisungen als Merkblatt aufgestellt worden. Die Berücksichtigung der aufgestellten Leitsätze empfehlen wir unseren Mitarbeitern.

Merkblatt.

Anweisungen für die Mitarbeiter an wissenschaftlichen Fachzeitschriften.

1. Vor Inangriffnahme fachwissenschaftlicher Arbeiten genau feststellen, was über den gleichen Gegenstand bereits geschrieben ist.

2. Jede Abhandlung planvoll aufbauen, die Stoffeinteilung äußerlich hervorheben, möglichst wenig unterstreichen, möglichst wenig Absätze und Einzüge. Die Handschrift druckfertig, möglichst auf einseitig mit Maschine beschriebenen Blättern einreichen; schwer leserliche Handschriften und nachträgliche Textänderungen erhöhen wesentlich die Setzerkosten.

3. Umfang aufs äußerste einschränken, Fremdwörter vermeiden und sorgfältiges Deutsch wählen; längere Einleitungen, Entwicklungen und entbehrliche Zwischenrechnungen fortlassen! Reicht kurze aber genaue Quellenangabe über andere Arbeiten nicht aus, kurzen Auszug geben!

4. Lange Beschreibungen durch Zeichnungen oder Abbildungen ersetzen, soweit dadurch wesentlich an Raum gespart wird! Maße und Zahlenwerte in zeichnerische Darstellungen eintragen! Erläuterungen in Stichworten zu den Abbildungen erhöhen deren Wert und ersetzen lange Beschreibungen.

5. Nur zur Wiedergabe geeignete Abbildungen beifügen. Bei Zeichnungen unter Vermeidung von nebensächlichen oder bekannten Einzelheiten das genau darstellen, was wiederzugeben ist. Sind die Abbildungen bereits an anderer Stelle veröffentlicht, Quelle angeben!

6. Kürzungsvorschläge der Schriftleitung tunlichst berücksichtigen. Je kürzer der Aufsatz, um so größer seine Wirkung und um so leichter seine Einordnung.

7. Vor Einsendung von Zuschriften (Erwiderungen) Verständigung mit dem Verfasser unmittelbar oder durch Vermittlung der Schriftleitung anstreben.

8. Eine Arbeit immer nur einer Zeitschrift anbieten; einer zweiten erst dann, wenn die erste die Veröffentlichung ablehnt. Zweitveröffentlichungen nur in Form von kurzen Auszügen aus der Hauptarbeit.

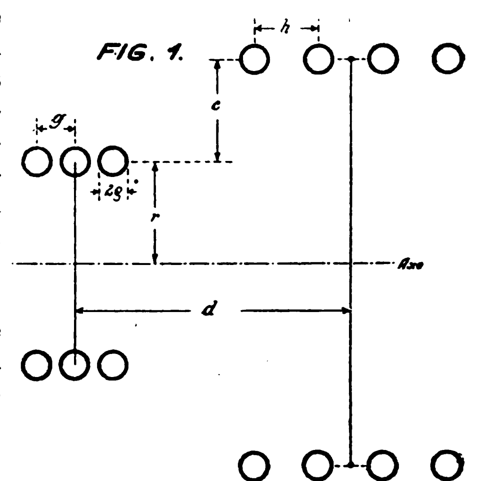
Die Schriftleitung.

Über den gegenseitigen Induktionskoeffizienten häufig vorkommender Leiterformen.
II. Einlagige Zylinderspulen mit kreisförmigem Windungsquerschnitt.

Von **A. Esau.**

(Mitteilungen aus dem Laboratorium der Ges. f. drahtl. Telegraphie [Telefunken], Berlin.)

Der erste Teil der vorliegenden Untersuchung[1]) beschäftigte sich mit der Berechnung des gegenseitigen Induktionskoeffizienten der einfachsten Leiterformen (Kreise und Quadrate), für die vielfach Formeln bereits vorlagen. Es kam nur darauf an, die praktische Ausführung der Berechnung durch Aufstellen von Tabellen und Kurven so einfach zu gestalten, daß sie schnell und mühelos durchgeführt werden konnte.



Im folgenden sollen die zusammengesetzten Leiterformen (einlagige Zylinderspulen) behandelt werden, für die neue Formeln abzuleiten sein werden.

Koaxiale Zylinderspulen mit den Radien r und $r + c$, den Windungszahlen n und m, den Ganghöhen g und h und dem Abstand d.

Wir denken uns die beiden Spulen in einzelne Kreise aufgelöst und berechnen den gegenseitigen Induktionskoeffizienten je zweier von ihnen nach der Formel von Maxwell[2])

$$M = 4\pi r\left\{\ln\frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}}\left(1+\frac{c}{2r}+\frac{c^2}{16r^2}+\frac{3}{16}\frac{d^2}{r^2}\right)\right.$$
$$\left.-\left(2+\frac{c}{2r}-\frac{3}{16}\frac{c^2}{r^2}+\frac{d^2}{16r^2}\right)\right\}$$

Nach Ausführung der Summation erhalten wir für den Koeffizienten der gegenseitigen Induktion der beiden Spulen die Formel

1) A. Esau, Jahrb. d. drahtl. Telegraphie 16, 1920.
2) Maxwell, Elektrizität u. Magnetismus Bd. II, § 705.

$$M = 4\pi r \left\{ \begin{aligned} & \left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 2\right) m \cdot n + \frac{c}{2r}\left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 1\right) m \cdot n \\ & \qquad + \frac{c^2}{16 r^2}\left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} + 3\right) m \cdot n \\ & + \frac{d^2}{16 r^2}\left(3 \ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 1\right) m \cdot n \\ & \qquad + \frac{g^2}{192 r^2}\left(3 \ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 1\right) m\, n (n^2 - 1) \\ & + \frac{h^2}{192 r^2}\left(3 \ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 1\right) m \cdot n (m^2 - 1) \\ & \qquad - \frac{g}{24 (c^2+d^2)} m\, n (n^2 - 1) \\ & - \frac{h^2}{24 (c^2+d^2)} m\, n (m^2 - 1) + \frac{d^2 g^2}{12 (c^2+d^2)^2} m\, n (n^2 - 1) \\ & \qquad + \frac{d^2 h^2}{12 (c^2+d^2)^2} m\, n (m^2 - 1) \\ & - \frac{5}{128} \frac{d^2 g^2}{r^2 (c^2+d^2)} m n (n^2 - 1) - \frac{5}{128} \frac{d^2 h^2}{r^2 (c^2+d^2)} m\, n (m^2 - 1) \\ & + \frac{d^2}{64 r^2} \frac{d^2 g^2}{(c^2+d^2)^2} m n (n^2 - 1) + \frac{d^2}{64 r^2} \frac{d^2 h^2}{(c^2+d^2)^2} m\, n (m^2 - 1) \end{aligned} \right\}$$

Diese allgemeine Formel enthält eine Reihe wichtiger Spezialfälle. die jetzt näher untersucht werden sollen.

a) $g \gtreqless h$; $c \gtreqless 0$; $d \gtreqless 0$; $m = 1$; n beliebig.

Setzt man $m = 1$, so geht die eine der beiden Spulen über in einen Kreis und die Formel für M lautet dann

$$M = 4\pi r \left\{ \begin{aligned} & \left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 2\right) n + \frac{c}{2r}\left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 1\right) n \\ & \qquad + \frac{c^2}{16 r^2}\left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} + 3\right) n \\ & + \frac{d^2}{16 r^2}\left(3 \ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 1\right) n \\ & \qquad + \frac{g^2}{192 r^2}\left(3 \ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 1\right) n (n^2 - 1) \end{aligned} \right.$$

$$\left. \begin{aligned} & - \frac{g^2}{24(c^2+d^2)} n(n^2-1) + \frac{d^2 g^2}{12(c^2+d^2)^2} n(n^2-1) \\ & - \frac{5}{128} \frac{d^2 g^2}{r^2(c^2+d^2)} n(n^2-1) + \frac{d^2}{64 r^2} \frac{d^2 g^2}{(c^2+d^2)^2} n(n^2-1) \end{aligned} \right\}$$

b) $g \gtrless h;\ c \gtrless 0;\ d \gtrless 0;\ m = n.$

Für Spulen gleicher Windungszahl wird

$$M = 4\pi r \left\{ \begin{aligned} & \left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 2\right) n^2 + \frac{c}{2r}\left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 1\right) n^2 \\ & \qquad + \frac{c^2}{16 r^2}\left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} + 3\right) n^2 \\ & + \frac{d^2}{16 r^2}\left(3 \ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 1\right) n^2 \\ & \qquad + \frac{g^2+h^2}{192 r^2}\left(3 \ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 1\right) n^2(n^2-1) \\ & - \frac{g^2+h^2}{24(c^2+d^2)} n^2(n^2-1) + \frac{d^2}{12} \cdot \frac{g^2+h^2}{(c^2+d^2)^2} n^2(n^2-1) \\ & - \frac{5}{128} \frac{d^2}{r^2} \frac{g^2+h^2}{c^2+d^2} n^2(n^2-1) + \frac{d^2}{64 r^2} \cdot d^2 \frac{g^2+h^2}{(c^2+d^2)} n^2(n^2-1) \end{aligned} \right\}$$

c) $g \gtrless h;\ c = 0;\ d \gtrless 0;\ m \gtrless n.$

Wird $c = 0$, d. h. haben beide Spulen den gleichen mittleren Durchmesser $2r$, so geht unsere allgemeine Formel über in die folgende

$$M = 4\pi r \left\{ \begin{aligned} & \left(\ln \frac{8r}{d} - 2\right) m \cdot n + \frac{d^2}{16 r^2}\left(3 \ln \frac{8r}{d} - 1\right) m \cdot n \\ & + \frac{g^2}{192 r^2}\left(3 \ln \frac{8r}{d} - \frac{11}{2}\right) m \cdot n(n^2-1) \\ & \qquad + \frac{h^2}{192 r^2}\left(3 \ln \frac{8r}{d} - \frac{11}{2}\right) m \cdot n(m^2-1) \\ & + \frac{g^2}{24 d^2} m \cdot n(n^2-1) + \frac{g^2}{24 d^2} m\, n(m^2-1) \end{aligned} \right\}$$

d) $g \gtrless h;\ c = 0;\ d \gtrless 0;\ m = 1;\ n$ beliebig.

Der gegenseitige Induktionskoeffizient eines Kreises und einer Spule von gleichem Durchmesser wird

$$M = 4\pi r \left\{ \begin{aligned} &\left(\ln \frac{8r}{d} - 2\right) n + \frac{d^2}{16 r^2}\left(3 \ln \frac{8r}{d} - 1\right) n \\ &+ \frac{g^2}{192 r^2}\left(3 \ln \frac{8r}{d} - \frac{11}{2}\right) n (n^2 - 1) \\ &+ \frac{g^2}{24 d^2} n (n^2 - 1) \end{aligned} \right\}$$

e) $g \gtrless h;\ c = 0;\ d \gtrless 0;\ m = n.$

Haben die Spulen gleiche Radien und Windungszahlen, so läßt sich M schreiben in der Form

$$M = 4\pi r \left\{ \begin{aligned} &\left(\ln \frac{8r}{d} - 2\right) n^2 + \frac{d^2}{16 r^2}\left(3 \ln \frac{8r}{d} - 1\right) n^2 \\ &+ \frac{g^2 + h^2}{192 r^2}\left(3 \ln \frac{8r}{d} - \frac{11}{2}\right) n^2 (n^2 - 1) + \frac{g^2 + h^2}{24 d^2} n^2 (n^2 - 1) \end{aligned} \right\}.$$

f) $g \gtrless h;\ c \gtrless 0;\ d = 0;\ m \gtrless n.$

Setzt man $d = 0$ und $c \gtrless 0$, so erhält man zwei Spulen, von denen die eine innerhalb der anderen liegt. Die allgemeine Formel ergibt für den gegenseitigen Induktionskoeffizienten derartiger Spulen den Ausdruck

$$M = 4\pi r \left\{ \begin{aligned} &\left(\ln \frac{8r}{c} - 2\right) m \cdot n + \frac{c}{2r}\left(\ln \frac{8r}{c} - 1\right) m \cdot n \\ &+ \frac{c^2}{16 r^2}\left(\ln \frac{8r}{c} + 3\right) m \cdot n \\ &\qquad + \frac{g^2}{192 r^2}\left(3 \ln \frac{8r}{c} - 1\right) m\, n (n^2 - 1) \\ &+ \frac{h^2}{192 r^2}\left(3 \ln \frac{8r}{c} - 1\right) m \cdot n (m^2 - 1) \\ &- \frac{g^2}{24 c^2} m\, n (n^2 - 1) - \frac{h^2}{24 c^2} m\, n (m^2 - 1) \end{aligned} \right\}$$

g) $g \gtrless h;\ c \gtrless 0;\ d = 0;\ m = 1;\ n$ beliebig.

Wird $d = 0$ und $m = 1$, so geht die eine der beiden Spulen in einen Kreis über, der in der Spulenmitte gelegen ist. Der gegenseitige Induktionskoeffizient einer Spule und eines in ihrer Mittelebene gelegenen Kreises ergibt sich dann nach der Formel

$$M = 4\pi r \left\{ \begin{aligned} &\left(\ln\frac{8r}{c} - 2\right) n + \frac{c}{2r}\left(\ln\frac{8r}{c} - 1\right) n \\ &+ \frac{c^2}{16r^2}\left(\ln\frac{8r}{c} + 3\right) n + \frac{g^2}{192r^2}\left(3\ln\frac{8r}{c} - 1\right) n(n^2 - 1) \\ &- \frac{g^2}{24c^2} n(n^2 - 1) \end{aligned} \right\}$$

h) $g \gtreqless h;\ c \gtreqless 0;\ d = 0;\ m = n.$

Für den gegenseitigen Induktionskoeffizienten zweier übereinander gelegener Spulen gleicher Windungszahl liefert unsere allgemeine Formel den Ausdruck

$$M = 4\pi r \left\{ \begin{aligned} &\left(\ln\frac{8r}{c} - 2\right) n^2 + \frac{c}{2r}\left(\ln\frac{8r}{c} - 1\right) n^2 \\ &+ \frac{c^2}{16r^2}\left(\ln\frac{8r}{c} + 3\right) n^2 + \frac{g^2 + h^2}{192r^2}\left(3\ln\frac{8r}{c} - 1\right) n^2(n^2 - 1) \\ &- \frac{g^2 + h^2}{24c^2} n^2(n^2 - 1) \end{aligned} \right\}.$$

Wir haben bisher die Ganghöhen der beiden Spulen als verschieden vorausgesetzt, um den allgemeinsten Fall zu erhalten. Im folgenden sollen nun die beiden Ganghöhen einander gleich sein. Unsere Ausgangsformel liefert dann weitere spezielle Fälle, wie wir sofort zeigen werden.

i) $g = h;\ c \gtreqless 0;\ d \gtreqless 0;\ m \gtreqless n.$

Unter der Annahme gleicher Ganghöhen verwandelt sich unsere allgemeine Formel in die folgende

$$M = 4\pi r \left\{ \begin{aligned} &\left(\ln\frac{8r}{\sqrt{c^2 - d^2}} - 2\right) m \cdot n + \frac{c}{2r}\left(\ln\frac{8r}{\sqrt{c^2 + d^2}} - 1\right) m \cdot n \\ &+ \frac{c^2}{16r^2}\left(\ln\frac{8r}{\sqrt{c^2 + d^2}} + 3\right) m \cdot n \\ &\qquad + \frac{d^2}{16r^2}\left(3\ln\frac{8r}{\sqrt{c^2 + d^2}} - 1\right) m \cdot n \\ &+ \frac{g^2}{192r^2}\left(3\ln\frac{8r}{\sqrt{c^2 + d^2}} - 1\right) m \cdot n(m^2 + n^2 - 2) \end{aligned} \right\}$$

$$\left|\begin{array}{l} -\dfrac{g^2}{24(c^2+d^2)}\,m\,n\,(m^2+n^2-2) \\ \qquad\qquad +\dfrac{d^2 g^2}{12(c^2+d^2)^2}\,m\cdot n\,(m^2+n^2-2) \\ -\dfrac{5}{128}\,\dfrac{d^2 g^2}{r^2(c^2+d^2)}\,m\cdot n\,(m^2+n^2-2) \\ \qquad\qquad +\dfrac{d^2}{64 r^2}\,\dfrac{d^2 g^2}{(c^2+d^2)^2}\,m\cdot n\,(m^2+n^2-2) \end{array}\right\}$$

k) $g = h;\ c \gtreqless 0;\ d \gtreqless 0;\ m = n.$

Für Spulen mit gleicher Windungszahl und Ganghöhe wird

$$M = 4\pi r \left\{\begin{array}{l} \left(\ln\dfrac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}}-2\right)n^2+\dfrac{c}{2r}\left(\ln\dfrac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}}-1\right)n^2 \\ \qquad\qquad +\dfrac{c^2}{16r^2}\left(\ln\dfrac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}}+3\right)n^2 \\ +\dfrac{d^2}{16r^2}\left(3\ln\dfrac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}}-1\right)n^2 \\ \qquad\qquad +\dfrac{g^2}{96r^2}\left(3\ln\dfrac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}}-1\right)n^2(n^2-1) \\ -\dfrac{g^2}{12(c^2+d^2)}\,n^2(n^2-1)+\dfrac{d^2 g^2}{6(c^2+d^2)^2}\,n^2(n^2-1) \\ -\dfrac{5}{64}\,\dfrac{d^2 g^2}{r^2(c^2+d^2)}\,n^2(n^2-1)+\dfrac{d^2}{32r^2}\,\dfrac{d^2 g^2}{(c^2+d^2)^2}\,n^2(n^2-1) \end{array}\right\}$$

l) $g = h;\ c = 0;\ d \gtreqless 0;\ m \gtreqless n.$

Der gegenseitige Induktionskoeffizient zweier Spulen gleichen Durchmessers und gleicher Ganghöhe, aber verschiedener Windungszahl ist gegeben durch die Formel

$$M = 4\pi r \left\{\begin{array}{l} \left(\ln\dfrac{8r}{d}-2\right)m\cdot n+\dfrac{d^2}{16r^2}\left(3\ln\dfrac{8r}{d}-1\right)m\cdot n \\ +\dfrac{g^2}{192r^2}\left(3\ln\dfrac{8r}{d}-\dfrac{11}{2}\right)m\,n\,(m^2+n^2-2) \\ +\dfrac{g^2}{24d^2}\,m\cdot n\,(m^2+n^2-2) \end{array}\right\}$$

m) $g = h;\ c = 0;\ d \gtreqless 0;\ m = n.$

Haben die beiden Spulen außerdem noch die gleichen Windungszahlen, so wird

$$M = 4\pi r \left\{ \begin{aligned} &\left(\ln \frac{8r}{d} - 2\right) n^2 + \frac{d^2}{16r^2}\left(3 \ln \frac{8r}{d} - 1\right) n^2 \\ &+ \frac{g^2}{96r^2}\left(3 \ln \frac{8r}{d} - \frac{11}{2}\right) n^2 (n^2 - 1) \\ &+ \frac{g^2}{12d^2} n^2 (n^2 - 1) \end{aligned} \right\}$$

n) $g = h;\ c \gtreqless 0;\ d = 0;\ m \gtreqless n.$

Der gegenseitige Induktionskoeffizient zweier verschieden langer, ineinander liegenden Spulen ist gegeben durch den Ausdruck

$$M = 4\pi r \left\{ \begin{aligned} &\left(\ln \frac{8r}{c} - 2\right) m \cdot n + \frac{c}{2r}\left(\ln \frac{8r}{c} - 1\right) m \cdot n \\ &+ \frac{c^2}{16r^2}\left(\ln \frac{8r}{c} + 3\right) m \cdot n \\ &\qquad + \frac{g^2}{192r^2}\left(3 \ln \frac{8r}{c} - 1\right) m\, n\, (m^2 + n^2 - 2) \\ &- \frac{g^2}{24c^2} m \cdot n\, (m^2 + n^3 - 2) \end{aligned} \right\}$$

o) $g = h;\ c \gtreqless 0;\ d = 0;\ m = n.$

Unter der Annahme, daß die beiden ineinander liegenden Spulen gleich lang sind ($m = n;\ g = h$) wird

$$M = 4\pi r \left\{ \begin{aligned} &\left(\ln \frac{8r}{c} - 2\right) n^2 + \frac{c}{2r}\left(\ln \frac{8r}{c} - 1\right) n^2 \\ &+ \frac{c^2}{16r^2}\left(\ln \frac{8r}{c} + 3\right) n^2 + \frac{g^2}{96r^2}\left(3 \ln \frac{8r}{c} - 1\right) n^2 (n^2 - 1) \\ &- \frac{g^2}{16c^2} n^2 (n^2 - 1) \end{aligned} \right\}.$$

Gültigkeitsbereich der Formel.

Da unsere allgemeine Formel nur die Potenzen von $\frac{d}{r}$, $\frac{g}{r}$, $\frac{h}{r}$, $\frac{g}{d}$ und $\frac{h}{d}$ berücksichtigt, die nicht über die zweite hinausgehen,

so ist von vornherein klar, daß sie ihre strenge Gültigkeit verlieren muß, sobald die vernächlässigten höheren Potenzen sich bemerkbar machen werden.

Sie gilt also streng nur für Spulen von verhältnismäßig kleinem gegenseitigen Abstand, d. h. solange die obigen Verhältnisse die folgenden Werte nicht merklich übersteigen:

$$\frac{g}{2r} = 0{,}3, \quad \frac{d}{2r} = 0{,}3, \quad \frac{g}{d} = 0{,}3$$

Näherungsformeln.

Solange es auf größte Genauigkeit nicht ankommt, wie es praktisch vielfach der Fall ist, wird die Berechnung durch Anwendung von Näherungsformeln wesentlich vereinfacht, die im folgenden angegeben werden sollen.

Dabei treten zwei Fälle ein, die eine gesonderte Behandlung erforderlich machen.

$$\text{a)} \quad \frac{d}{2r} < 0{,}5.$$

Unterdrückt man in unserer Ausgangsformel die Glieder, die die Ganghöhen enthalten, was immer dann zulässig sein wird, wenn sie sehr klein sind oder anders ausgedrückt, wenn die Verhältnisse $\frac{g}{r}$, $\frac{h}{r}$, $\frac{g}{d}$ und $\frac{h}{d}$ kleine Größen sind, so geht sie über in die folgende

$$M = 4\pi r \left\{ \begin{aligned} &\left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 2\right) m \cdot n + \frac{c}{2r}\left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 1\right) m \cdot n \\ &+ \frac{c^2}{16r^2}\left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} + 3\right) mn + \frac{d^2}{16r^2}\left(3\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 1\right) \end{aligned} \right\}$$

oder anders geschrieben

$$M = 2r \cdot m \cdot n\, S'$$

Der Ausdruck $2rS'$ ist der gegenseitige Induktionskoeffizient zweier Kreise mit den Radien r und $r + c$ und dem Abstand d voneinander.

Im ersten Teil der Untersuchung[1]) sind Tabellen und Kurven berechnet worden, aus denen die Größe S' als Funktion von $\frac{d}{2r}$ entnommen werden kann.

1) A. Esau, Jahrb. d. drahtl. Telegraphie **16**, 1920.

Multipliziert man die so gefundene Größe von S' mit dem Durchmesser der kleineren der beiden Spulen und den Windungszahlen m und n, so erhält man den gegenseitigen Induktionskoeffizienten der Spulen.

Die folgende Tabelle enthält eine Reihe von Werten, die nach der exakten und der Näherungsformel berechnet und einander gegenübergestellt worden sind und zwar sind die exakten mit M_e und die angenäherten mit M_n bezeichnet worden.

r cm	d cm	g cm	$n = m$	$\frac{g}{2r}$	$\frac{g}{d}$	M_n cm	M_e cm	$\frac{\Delta M}{M_e}$ %
5	3	1	3	0,1	0,33	420,3	464,1	9,4
15	—	—	—	0,03	—	2 908	3 034	4,2
75	—	—	—	0,007	—	27 972	28 575	2,1
5	3	0,5	3	0,15	0,17	420,3	431,6	2,6
15	—	—	—	0,035	—	2 908	2 939	1,1
75	—	—	—	0,007	—	27 972	28 122	0,5
5	3	0,25	3	0,1	0,08	420,3	423	0,6
15	—	—	—	0,03	—	2 908	2 916	0,3
75	—	—	—	0,007	—	27 972	28 012	0,14

Aus der Tabelle ergibt sich, daß die Abweichungen der nach beiden Formeln berechneten Werte um so geringer ausfallen, je kleiner die Verhältnisse $\frac{g}{2r}$ und $\frac{g}{d}$ gemacht werden. Sie übersteigen den Wert von 1 % nicht, solange $\frac{g}{2r} < 0{,}1$ und $\frac{g}{d} < 0{,}2$ sind.

b) $\frac{d}{2r} > 0{,}5.$

Für größere Werte $\frac{d}{2r}$ bleibt der Ausdruck $M = 2r \cdot m \cdot n\,S'$ der Form nach bestehen, nur hat man S' aus den unter I, 4 b[1]) mitgeteilten Tabellen und Kurven zu entnehmen.

Der Koppelungskoeffizient K.

Um die Berechnung des Koppelungskoeffizienten der beiden Spulen durchzuführen, der gegeben ist durch den Ausdruck

1) A. Esau, Jahrb. d. drahtl. Telegraphie **16**, 1920.

$$K = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$$

(L_1 und L_2 bedeuten die Koeffizienten der Selbstinduktion der Spulen) hat man zunächst auf die vorhin angeführte Weise M zu bestimmen.

Die Selbstinduktionskoeffizienten L_1 und L_2 der beiden Spulen lassen sich aus Tabellen und Kurven entnehmen, die ich in einer Arbeit über „die Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten einlagiger Zylinderspulen“ mitgeteilt habe.

Beispiel. Gegeben seien zwei Spulen mit den mittleren Durchmessern 20 und 24 cm, dem Abstande $d = 5$ cm, den Ganghöhen $g = h = 0{,}15$ cm, den Windungszahlen $n = 8$ und $m = 12$. Der Drahtdurchmesser 2ϱ soll 0,1 cm betragen. Zu berechnen ist der Koppelungskoeffizient für die Werte $d = 5$, 4 und 3 cm.

$$d = 5 \text{ cm}.$$

Aus den Tabellen im ersten Teil entnehmen wir den Wert der Größe S' zu 6,252. M wird dann $20 \cdot 96 \cdot 6{,}252 = 12\,000$ cm.

Auf ganz ähnliche Weise finden wir die Selbstinduktionskoeffizienten der beiden Spulen aus den oben angegebenen Tabellen und zwar wird $L_1 = 28\,670$ cm und $L_2 = 71\,930$ cm. Daraus ergibt sich

$$K = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} = \frac{12000}{\sqrt{28\,670 \cdot 71\,930}} = 0{,}26$$

Die Koppelung beträgt also 26 % bei einem Abstande der Spulen von 5 cm.

Die entsprechenden Werte für $d = 4$ und $d = 3$ cm sind

$$K\,\% = 31\,\%$$

und

$$K\,\% = 36{,}4\,\%$$

Vergleich der abgeleiteten Formel mit bereits bekannten.

Die von uns abgeleitete Formel unterscheidet sich von allen bisher bekannten in zwei wesentlichen Punkten. Diese machen die Annahme, daß der ganze von den Windungen eingenommene Raum gleichmäßig vom Strom durchflossen wird, d. h. sie setzen Spulen voraus, bei denen die einzelnen Windungen unendlich nahe beieinander liegen.

Diese Beschränkung kommt bei unserer Behandlungsart durch die Einführung einer endlichen Ganghöhe in Wegfall.

1) A. Esau, Jahrb. d. drahtl. Telegraphie 1912, S. 378.

Da die Windungsabstände der beiden Spulen in sehr vielen praktischen Fällen verschieden groß gemacht werden, so ist bei der Ableitung der Formel diesem Umstand durch die Annahme zweier Ganghöhen g und h Rechnung getragen worden.

Ein weiterer Unterschied tritt darin zutage, daß unsere Formel innerhalb des zuvor näher angegebenen Gültigkeitsbereiches für jede beliebige Lage und Beschaffenheit der Spulen, also allgemein gilt, wo hingegen die älteren Formeln immer nur für eine ganz bestimmte Anordnung abgeleitet worden sind und nur hierfür Gültigkeit besitzen.

Unsere Formel umfaßt also alle früher behandelten Einzelfälle.

Im folgenden sollen nun die wichtigsten bekannten Formeln mit der soeben abgeleiteten verglichen werden.

a) Formel von Rosa.[1]

Der gegenseitige Induktionskoeffizient zweier Spulen vom Radius r, den Windungszahlen m und n, im Abstand d voneinander ist nach Rosa berechenbar nach der folgenden Formel, die in unseren Bezeichnungen geschrieben werden kann in der Form

$$M = 4\pi r \left\{ \begin{aligned} &\left(\ln\frac{8r}{d} - 2\right) m \cdot n + \frac{d^2}{15 r^2}\left(3\ln\frac{8r}{d} - 1\right) m \cdot n \\ &+ \frac{g^2}{192 r^2}\left(3\ln\frac{8r}{d} - \frac{11}{2}\right)[(m-1)^2 + (n-1)^2]\, m \cdot n \\ &+ \frac{g^2}{24 d^2}[(m-1)^2 + (n-1)^2]\, m \cdot n \end{aligned} \right\}$$

Die in der Rosaschen Formel vorkommenden Breiten der Spulen (Wickelhöhen) b_1 und b_2 sind gesetzt worden gleich $(m-1)g + 2\varrho$ bzw. $(n-1)g + 2\varrho$, wobei gleichzeitig der zweite Summand 2ϱ dem ersten gegenüber vernachlässigt worden ist.

Vergleicht man diese Formel mit der unserigen unter 1) angegebenen, so ergibt sich, daß beide übereinstimmen bis auf die Faktoren, mit denen $\frac{g^2}{r^2}$ und $\frac{g^2}{d^2}$ multipliziert erscheinen ($[(m-1)^2 + (n-1)^2]\, m \cdot n$ gegenüber $(m^2 + n^2 - 2)\, m \cdot n$). Die folgende Tabelle enthält eine Gegenüberstellung der nach beiden Formeln berechneten Werte des M und ihre prozentualen Abweichungen voneinander.

1) Rosa, Bulletin of the Bureau of Standards 2, S. 351, 1906.

r	d	g	$n = m$	M_{Rosa}	M_ε	$\frac{\Delta M}{M}$
cm	cm	cm		cm	cm	%
5	2	1	3	671,8	708,8	5,3
—	3	—	—	447,9	464,1	3,5
15	—	—	—	2 967	3 034	2,2
75	—	—	—	28 390	28 575	0,6
5	3	0,5	3	428,1	431,6	0,8
75	—	—	—	28 122	28 100	0,08

Die Formel von Rosa weicht also, wie aus der Tabelle hervorgeht, um so weniger von der unserigen ab, je kleiner die Ganghöhe und je größer der Spulendurchmesser wird.

b) Formel von Rosa.[1])

Für die Berechnung des gegenseitigen Induktionskoeffizienten einer Spule vom Radius $r + c$, der Windungszahl n und der Wickelhöhe b und eines Kreises vom Radius r, der sich in einer der beiden Endebenen der Spule befindet, gibt Rosa die Formel

$$M = \frac{2\pi^2 r^2 n}{\sqrt{b^2 + (r+c)^2}} \left\{ 1 + \frac{3}{8} \frac{r^2 (r+c)^2}{[b^2 + (r+c)^2]^2} + \frac{5}{64} \frac{r^4 (r+c)^4}{[b^2 + (r+c)^2]^4} X_2 \right.$$

$$\left. + \frac{35}{512} \frac{r^6 (r+c)^6}{[b^2 + (r+c)^2]^6} X_4 + \frac{63}{1024} \frac{r^8 (r+c)^8}{[b^2 + (r+c)^2]^8} X_6 + \cdots \right\}$$

$$X_2 = 3 - 4 \frac{b^2}{(r+c)^2}$$

$$X_4 = \frac{5}{2} - 10 \frac{b^2}{(r+c)^2} + 4 \frac{b^4}{(r+c)^4}$$

$$X_6 = \frac{35}{16} - \frac{35}{2} \frac{b^2}{(r+c)^2} + 21 \frac{b^4}{(r+c)^4} - 4 \frac{b^6}{(r+c)^6}$$

Die Berechnung des gegenseitigen Induktionskoeffizienten nach dieser Formel wird um so langwieriger, je kleiner der Abstand zwischen Kreis und Spule gemacht wird, da in diesem Falle die Reihe in der Klammer sehr langsam konvergiert und man infolgedessen sehr viele Glieder berechnen muß. Diese Schwierigkeiten treten bei unserer Formel nicht auf.

1) Rosa, Bulletin of the Bureau of Standards **3**, S. 209, 1907.

In der folgenden Tabelle sind die nach der Rosaschen Formel und der unserigen (a) berechneten Werte einander gegenübergestellt.

r cm	c cm	g cm	b cm	n	M_R cm	M_ε cm	$\frac{\Delta M}{M_\varepsilon}$ %
5	2	1	2,2	3	242,6	247	1,8
20	8	—	—	—	1073	1088	1,3
20	—	0,5	1,2	—	1078	1090	1,1

Die beiden Wortsysteme weichen etwa 1—2 % voneinander ab. Auch hier werden die Differenzen um so geringer, je kleiner die Ganghöhe und je größer der Drahtdurchmesser wird.

Auf die Formeln von Jones[1]), die sich auf die gleiche Spulenanordnung beziehen, soll hier nicht näher eingegangen werden. Sie enthalten elliptische Integrale und sind für die Berechnung in praktischen Fällen sehr wenig geeignet. Die Abweichungen seiner Formel gegenüber der unserigen bewegen sich in den gleichen Grenzen wie zuvor.

c) Formel von Lorenz.[2])

Lorenz hat für den gegenseitigen Induktionskoeffizienten einer Spule und eines in ihrer Mittelebene gelegenen Kreises die Formel aufgestellt

$$M = \frac{2\pi(r+c)^2 r}{g} Q(\alpha)$$

$$Q(\alpha) = \frac{2\pi r}{r+c}\sqrt{\frac{\alpha-1}{\alpha}}\left\{1 + \frac{3}{8}\frac{r^2}{(r+c)^2\alpha^2} + \frac{5}{16}\frac{r^4}{(r+c)^4\alpha^4}\left(\frac{7}{4}-\alpha\right) + \frac{35}{128}\frac{r^6}{(r+c)^6\alpha^6}\left(\frac{33}{8}-\frac{9}{2}\alpha+\alpha\right) + \cdots\right\}$$

$$\alpha = \frac{\left(\frac{b}{2}\right)^2 + (r+c)^2}{(r+c)^2} = 1 + \left\{\frac{b}{2(r+c)}\right\}^2$$

Wir vergleichen sie mit unser unter g) angeführten Formel (s. die folgende Tabelle).

1) Jones, Proc. Roy. Soc. 63, S. 198, 1898; Trans. Roy. Soc. 182, A, 1891; Phil. Mag. 27, S. 61, 1889.

2) Lorenz, Wied. Ann. 25, S. 1, 1885.

r cm	c cm	g cm	b cm	n	M_L cm	M_ε cm	ΔM %
5	2	1	2,2	3	193	262	26
5	4	—	—	—	130	193	32
20	28	—	—	—	778	1098	29
20	28	0,3	5,9	20	6740	7240	6,8
—	—	0,21	4,19	—	7370	7290	1,1

Aus der Tabelle ergibt sich, daß die Formel von Lorenz bei Spulen mit größerer Ganghöhe nicht anwendbar ist. Die Unterschiede gegenüber unserer Formel betragen in diesem Falle rund 30 %.

Mit kleiner werdendem Windungsabstand liefert sie Werte, die nur um etwa 1 % von den nach unserer Formel berechneten abweichen.

Dieses Verhalten war von vornherein zu erwarten, da großer Windungsabstand den Voraussetzungen widerspricht, unter denen die Lorenzsche Formel abgeleitet worden ist.

d) Formel von Maxwell[1]).

Der gegenseitige Induktionskoeffizient zweier gleich langer, koaxialer Solenoide berechnet sich nach der Maxwellschen Formel zu

$$M = 4\pi^2 r^2 n^2 [l - 2(r + c)\alpha]$$

wo l die Länge der Spulen bedeutet und

$$\alpha = \frac{(r+c) - \sqrt{l^2 + (r+c)^2} + l}{2(r+c)} - \frac{r^2}{16(r+c)^2}\left(1 - \frac{(r+c)^2}{(\sqrt{l^2+(r+c)^2})^3}\right)$$
$$- \frac{r^4}{64(r+c)^4}\left(\frac{1}{2} + 2\frac{(r+c)^5}{(\sqrt{l^2+(r+c)^2})^5} - \frac{5}{2}\frac{(r+c)^7}{(\sqrt{l^2+(r+c)^2})^7}\right)$$
$$- \cdots\cdots$$

gesetzt worden ist.

Die nach dieser Formel berechneten Werte des gegenseitigen Induktionskoeffizienten sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt mit den nach unserer Formel o) sich ergebenden.

r cm	c cm	l cm	g cm	n	M_M cm	M_ε cm	$\frac{\Delta M}{M}$ %
5	2	2,2	1	3	697	746	6,5
20	8	—	—	—	3 113	3 279	5,0
20	8	5,9	0,3	20	136 100	142 200	4,3
—	—	4,19	0,21	—	136 800	144 300	5,2

1) Maxwell, Elektrizität und Magnetismus II, S. 678.

Die Abweichungen der Maxwellschen Formel von der unserigen sind so erheblich (5 %), daß sie selbst beim Verzicht auf große Genauigkeit die zulässigen Werte übersteigen. Sie sollte deshalb in den vorliegenden Fällen nicht angewendet werden.

Zusammenfassung.

1. Es wird eine Formel abgeleitet für den gegenseitigen Induktionskoeffizienten zweier einlagiger Zylinderspulen, deren Durchmesser, Windungszahlen und Ganghöhen als voneinander verschieden angenommen werden und deren mittlerer Abstand d ist.

2. In dieser allgemeinen Formel sind eine Reihe spezieller Fälle enthalten, die den verschiedenen Abmessungen und Lagen der Spulen zueinander entsprechen.

3. Der Gültigkeitsbereich der Formel ist beschränkt auf ein Gebiet, in dem die Größen

$$\frac{\text{Ganghöhe}}{\text{Durchmesser}}, \quad \frac{\text{Abstand}}{\text{Durchmesser}} \quad \text{und} \quad \frac{\text{Ganghöhe}}{\text{Abstand}}$$

den Wert 0,3 nicht wesentlich überschreiten.

4. Zur annäherungsweisen Berechnung des gegenseitigen Induktionskoeffizienten werden Näherungsformeln angegeben, die unter Benutzung von Kurven und Tabellen eine sehr schnelle und einfache Ausrechnung ermöglichen.

Sie gelten für alle möglichen Wertsysteme der obigen Größen

5. Die Berechnung des Koppelungskoeffizienten K läßt sich unter Anwendung der mitgeteilten Formeln für den gegenseitigen Induktionskoeffizienten und schon länger bekannten für den Koeffizienten der Selbstinduktion einlagiger Zylinderspulen ebenfalls sehr bequem durchführen.

6. Der Vergleich unserer Formel mit den vorhandenen älteren zeigt, daß diese dem Einfluß der Ganghöhe keinerlei Rechnung tragen. Infolgedessen fallen die Abweichungen zwischen beiden, wie an Hand berechneter Tabellen nachgewiesen wird, um so größer aus, je mehr die Ganghöhe der Spulen wächst.

Bei sehr kleinem Windungsabstand ergeben die Formeln übereinstimmende Werte.

Komplexe Winkelgeschwindigkeiten und deren Verwendung in der Elektrotechnik.

Von **August Hund.**

(Schluß.)

Problem Nr. 9.

Finde für die Anordnung der Figur 6 die Beziehung für die Kondensatorspannung e, wenn eine konstante Spannungsquelle denselben auflädt.

Lösung.

Die Helmholtzgleichung wird in diesem Falle

$$e + L\frac{di}{dt} + ri = V \tag{72}$$

und da

$$\left.\begin{aligned} e &= \frac{1}{C}\int i\,dt \\ i &= C\frac{de}{dt} \quad \text{und} \quad \frac{di}{dt} = C\cdot\frac{d^2e}{dt^2} \\ LC\frac{d^2e}{dt^2} &+ rC\frac{de}{dt} + e = V \end{aligned}\right\} \tag{73}$$

Die linke Seite dieser Gleichung ist die bekannte Beziehung

$$LCen^2 + rCen + e = 0 \tag{74}$$

für die Entladung des Kondensators, deren Lösung durch den Ausdruck

$$e = \sum A\,\varepsilon^{nt}$$

gegeben ist. Die Größe A steht für das maximal Potential des Kondensators und der Exponent

$$\left.\begin{aligned} nt &= (\alpha \pm \omega)t \\ nt &= \alpha t \\ nt &= (\alpha \pm j\omega)t \end{aligned}\right\} \text{ für } \left\{\begin{aligned} &> \\ r^2 &= 4L/C \\ &< \end{aligned}\right\} \text{ zeigt an, daß ein } \left\{\begin{aligned} &\text{ultraperiodischer} \\ &\text{aperiodischer} \\ &\text{oszillatorischer} \end{aligned}\right\} \text{ Strom fließt}$$

Für die Ladung oder Entladung des Kondensators. Unser Problem ist deshalb, eine Gleichung von der Form

$$a\frac{d^2y}{dx^2} + b\frac{dy}{dx} + cy = d \tag{73a}$$

zu lösen, für welche das Integral von

$$a\frac{d^2y}{dx^2} + b\frac{dy}{dx} + cy = 0 \tag{74a}$$

wiederum durch den Ausdruck

$$y = \sum A\, \varepsilon^{x} = U$$

gefunden werden kann. Die Größe U ist dann eine Funktion von x. Die Lösung von Gleichung (73a) ist somit

$$y = U + \frac{d}{c} \qquad (75)$$



Fig. 6.

Der Beweis dafür ist geliefert, wenn nach Gleichung (75) die Werte

$$\frac{dy}{dx} = \frac{dU}{dx} \quad \text{und} \quad \frac{d^2y}{dx^2} = \frac{d^2U}{dx^2}$$

in Gleichung (73a) eingesetzt werden und somit

$$a \frac{d^2 U}{d x^2} + b \frac{d U}{d x} + c \left[U + \frac{d}{c} \right] = d$$

die Gleichung (74a) zurück ergibt.

Das Verfahren zur Lösung der Gleichung (73) ist dann einfach auf die Auswertung dieses Ausdruckes für $V = 0$ zurückgeführt. Dieses ergibt Gleichung (74) mit dem Resultat

$$e' = \sum_{\substack{n = n_1 \\ A = A_1}}^{\substack{A = A_2 \\ n = n_2}} A \, \varepsilon^{n t}$$

Den zweiten Teil

$$e'' = \frac{d}{c} = V$$

findet man durch Division des Gliedes V durch den Faktor von e. Man hat dann für die momentane Ladespannung die Beziehungen

$$\left. \begin{aligned} e &= e' + e'' \\ &= A_1 \, \varepsilon^{n_1 t} + A_2 \, \varepsilon^{n_2 t} + V \end{aligned} \right\} \tag{76}$$

Dieses Resultat ist in Problem Nr. 11 in einfachster Weise mittels bisymbolischer Gleichungen ausgearbeitet.

Problem Nr. 10.

Finde die Beziehung für den Entstehungsstrom, wenn in der Anordnung des Problems Nr. 8 eine harmonische EMK. aufgedrückt ist.

Lösung.

Helmholtz' Gleichung ergibt

$$L \frac{d i}{d t} + r i = V \sin \omega t \tag{77}$$

oder

$$\frac{d i}{d t} + \frac{r}{L} i = \frac{V}{L} \sin \omega t \tag{77a}$$

Die linke Seite dieses Ausdruckes ergibt die bereits bekannte algebraische Gleichung

$$i \left[n + \frac{r}{L} \right] = 0$$

wenn die verallgemeinerte Winkelgeschwindigkeit n eingeführt ist. Dieselbe reduziert sich in diesem Falle zu der hyperbolischen Winkelgeschwindigkeit

$$n = - \frac{r}{L}$$

welche in hyperbolischen Radians per Sekunde ausgedrückt ist.

Die Partiallösung[1]) ist daher durch die Beziehung

$$i = A\,\varepsilon^{n t}$$

befriedigt. Da die rechte Seite der Gleichung (77) ebenfalls eine Funktion der Zeit, ist in diesem Falle

$$i \cdot \varepsilon^{-n t} = A \tag{78}$$

eine veränderliche Größe. Man kann somit zu einer Lösung gelangen, wenn man Gleichung (77a) mit dem integrierenden Faktor $\varepsilon^{-n t}$ durchmultipliziert, da derselbe nach Gleichung (78) einem Teil des ganzen Ausdruckes genügt. Man hat also

$$i \cdot \varepsilon^{-n t} = \frac{V}{L} \int \varepsilon^{-n t} \sin \omega t \, d t + A'$$

oder die Lösung

$$i = \frac{V}{L} \varepsilon^{n t} \left\{ \int \varepsilon^{-n t} \sin \omega t \, d t + A'' \right\} \tag{79}$$

daher

$$\left.\begin{aligned} i &= \varepsilon^{n t} \left\{ \frac{V}{L} \varepsilon^{-n t} \left[\frac{- n \sin \omega t - \omega \cos \omega t}{n^2 + \omega^2} \right] + A'' \right\} \\ &= \frac{V}{\sqrt{r^2 + [\omega L]^2}} \sin \left(\omega t - \operatorname{tang}^{-1} \frac{\omega L}{r} \right) + A'' \varepsilon^{-\frac{r}{L} t} \end{aligned}\right\} \tag{80}$$

da die hyperbolische Winkelgeschwindigkeit $n = -\frac{r}{L}$ ist. Die Konstante A'' erhält man aus dieser Gleichung mittels der Anfangsbedingung, wo für $t = 0$, der Strom $i = 0$, daher

$$\begin{aligned} 0 &= A'' - \frac{V}{\sqrt{r^2 + [\omega L]^2}} \sin \left(\operatorname{tang}^{-1} \frac{\omega L}{r} \right) \\ &= A'' - \frac{V}{z} \cdot \frac{\omega L}{z} \end{aligned}$$

da

$$z = \sqrt{r^2 + [\omega L]^2}$$

daher

1) Diese Partiallösung sowohl als das nachfolgende langwierige Verfahren kann umgangen werden, wenn die von dem Verfasser kürzlich vorgeschlagene Methode mittels „bisymbolischer Gleichungen“ angewendet wird, wo dann gewöhnliche algebraische Operationen zum Ziele führen. Auf dieses Verfahren ist in Problem Nr. 11 näher eingegangen.

$$A'' = \frac{\omega L}{z^2} V$$

Dieses ergibt das endgültige Resultat

$$i = \frac{V}{z} \left\{ \sin \left[\omega t - \operatorname{tang}^{-1} \left(\frac{X_L}{r} \right) \right] + \frac{X_L}{z} \varepsilon^{-\frac{r}{L} t} \right\} \qquad (81)$$

wo X_L die induktive Reaktanz des Stromkreises bedeutet. Der zweite Teil dieses Ausdruckes dauert nur einen kurzen Moment und verschwindet bevor ein eingeschaltenes Amperemeter denselben anzeigen könnte.

Vorstehende Lösung erscheint etwas kompliziert. Für die meisten elektrischen Vorgänge ist aber die Auswertung des Integrals in Gleichung (79) einfach. Dieselbe kann umgangen werden wenn nachstehende Tabelle benutzt wird. In derselben sind alle praktisch vorkommenden Fälle berücksichtigt. Das Verfahren ist dann äußerst einfach, selbst wenn oszillatorische Spannungen einem System aufgedrückt sind. Man braucht dann nur die komplexe Winkelgeschwindigkeit n des Stromkreises mittels dessen Konstanten zu bestimmen (d. h. für den Fall wo die aufgedrückte Spannung Null ist), und das endgültige Resultat nach dem entsprechenden Werte der Tabelle auszurechnen. Selbst wenn Differentialgleichungen von höherem Grade auftreten (zweiter Grad, wenn Kapazität, Selbstinduktion und Widerstand vorhanden), kann diese Tabelle mit Vorteil verwendet werden, wenn die Gleichungen auf solche ersten Grades reduziert sind. Die Lösungen (4) und (5) dieser Tabelle sind von allergrößter Bedeutung, wenn veränderliche Spannungen Systemen aufgedrückt sind. Die Lösung (4) gilt für den harmonischen Fall, während diejenige von (5) sehr weite Anwendung bietet. Dies kann man aus folgendem ersehen

ad 1. Der Faktor $k = j\omega$, der Fall einer Sinusspannung, welche einem iuduktiven Stromkreise aufgedrückt ist. Man hat also

$$L \frac{di}{dt} + ri = V \varepsilon^{j\omega t} \qquad (82)$$

Die Partiallösung (für $V \varepsilon^{j\omega t} = 0$) ergibt die verallgemeinerte Winkelgeschwindigkeit $n = -\frac{r}{L}$. Wenn die Konstanten des Stromkreises in die Lösung (5) der Tabelle eingeführt sind, erhält man das Resultat

Tabelle für die Lösung der Differentialgleichung.

$$b\frac{dy}{dt} + cy = d$$

	$\frac{c}{b} =$	$d =$	Für $d = 0$, die Partiallösung $n =$	$y' =$	Lösung der ganzen Gleichung $y =$	Beweis da $y =$	Bemerkung Partiallösung verwendet $y' = A\varepsilon^{nt}$ also $y'[nb + c] = 0$
(1)	$f(t)$	0	$-\frac{c}{b}$	$A\varepsilon^{\int n\,dt}$	$A\varepsilon^{\int n\,dt}$	$\varepsilon^{\int n\,dt}\left\{\int\varepsilon^{-\int n\,dt}\cdot 0\,dt + A'\right\}$	
(2)	konstant	0	$-\frac{c}{b}$	$A\varepsilon^{nt}$	$A\varepsilon^{nt}$	$\varepsilon^{nt}\left\{\int\varepsilon^{-nt}\cdot 0\,dt + A''\right\}$	gilt für das Verschwinden eines Stromes in einem induktiven Kreise $\left(L\frac{di}{dt} + ri = 0,\right.$ wo $A = 1$ und $\left.n = -r/L\right)$ Gleichung 14
(3)	konstant	konstant	$-\frac{c}{b}$	$A\varepsilon^{nt}$	$A''\varepsilon^{nt} + \frac{d}{c}$	$\varepsilon^{nt}\left\{\int\varepsilon^{-nt}\cdot\frac{d}{b}\,dt + A'\right\}$ $= \varepsilon^{nt}\left\{\frac{d/b}{n}\varepsilon^{-nt} + A''\right\}$	gilt für das Entstehen eines Stromes in einem induktiven Kreise, wenn eine konstante Spannung V aufgedrückt ist. Problem Nr. 8
(4)	konstant	$k\sin(mt + \alpha)$	$-\frac{c}{b}$	$A\varepsilon^{nt}$	$A''\varepsilon^{nt} + \frac{k/b}{\sqrt{n^2 + m^2}}\sin\left(mt + \alpha - \operatorname{tang}^{-1}\frac{m}{n}\right)$	$\varepsilon^{nt}\left\{\frac{k}{b}\int\varepsilon^{-nt}\sin(mt+\alpha)\,dt + A'\right\}$ usw. siehe Problem Nr. 10	k, m, d sind konstant
(5)	konstant	$P\varepsilon^{kt}$	$-\frac{c}{b}$	$A\varepsilon^{nt}$	$A''\varepsilon^{nt} + \frac{P/b}{k-n}\varepsilon^{kt}$	$\varepsilon^{nt}\left\{\frac{P}{b}\int\varepsilon^{(k-n)t}\,dt + A'\right\}$	P und k sind konstant. Gibt die Lösung, wenn eine variierende Spannung aufgedrückt ist

$$i = A'' \varepsilon^{-\frac{r}{L} t} + \frac{V}{L\left[\frac{r}{L} + j\omega\right]} \varepsilon^{j\omega t} \tag{83}$$

welches den Ausdruck der Gleichung (81) ergibt.

ad 2. Wenn der Faktor $k = [\alpha + j\omega]$ eine komplexe Zahl, welche andeutet, daß eine oszillatorische EMK. dem induktiven Stromkreise aufgedrückt ist. Nehme an, daß diese EMK. durch die Sekundärspule eines Lufttransformators unserem System aufgedrückt ist. Wir haben dann die Beziehungen für den Momentanwert der Spannung

$$\begin{aligned} v &= V_0 \varepsilon^{kt} = V_0 \varepsilon^{\alpha_1 t} \varepsilon^{j\omega_1 t} \\ &= V_0 \varepsilon^{-\frac{r_1}{2L_1} t} \sin \omega_1 t \end{aligned} \tag{84}$$

wo r_1 und L_1 die äquivalenten Konstanten des primären Generatorkreises sind. Man hat dann die Beziehung für den Sekundärkreis

$$L_2 \frac{d i_2}{d t} + r_2 i_2 = V_0 \varepsilon^{n_1 t} \tag{85}$$

wo n_1 die verallgemeinerte Winkelgeschwindigkeit der aufgedrückten Spannung. Die Partiallösung für $V_0 \varepsilon^{n_1 t} = 0$ ergibt somit die hyperbolische Winkelgeschwindigkeit $n_2 = \frac{r_2}{L_2}$, und mittels (5) unserer Tabelle erhält man die Beziehung für den Strom

$$\left.\begin{aligned} i_2 &= A'' \varepsilon^{-\frac{r_2}{L_2} t} + \frac{V_0/L_2}{r_2/L_2 + \alpha_1 + j\omega_1} \varepsilon^{[\alpha_1 + j\omega_1] t} \\ &= \underbrace{A'' \varepsilon^{-\frac{r_2}{L_2} t}}_{\text{freies logarithmisches Glied}} + \underbrace{\frac{V_0/L_2}{\sqrt{\left[\frac{r_2}{L_2} - \frac{r_1}{2L_1}\right]^2 + \omega_1^2}} \sin[\omega_1 t]\, \varepsilon^{-\frac{r_1}{2L_1} t}}_{\text{aufgezwungenes oszillatorisches Glied}} \end{aligned}\right\} \tag{86}$$

Gleichung (86) kann man mit der allgemeinen Beziehung

$$i = \frac{V_0 \varepsilon^{kt}}{z_{(k)}} - V_0 \sum_{n = n_1}^{n = n_m} \frac{\varepsilon^{nt}}{(k - n) \frac{dz}{dn}}$$

prüfen.

Man hat dann:

$$z = n L_2 + r_2$$
$$z_{(k)} = [\alpha_1 + j\omega_1] L_2 + r_2 = L_2 \{\alpha_1 - \alpha_2 + j\omega_1\}$$
$$= L_2 \sqrt{[\alpha_1 - \alpha_2]^2 + \omega_1^2}$$

da

$$k = \alpha_1 + j\omega_1$$
$$(k - n) = \alpha_1 + j\omega_1 - \alpha_2$$
$$= \sqrt{[\alpha_1 - \alpha_2]^2 + \omega_1^2}$$
$$\frac{dz}{dn} = L_2$$
$$\alpha_1 = -\frac{r_1}{2L_1}; \quad \alpha_2 = -\frac{r_2}{L_2}$$

also

$$i_2 = \frac{V_0 / L_2}{\sqrt{\left[\frac{r_2}{L_2} - \frac{r_1}{2L_1}\right]^2 + \omega_1^2}} \left\{ \varepsilon^{\left(-\frac{r_1}{2L_1} + j\omega_1\right)t} - \varepsilon^{-\frac{r_2}{L_2}t} \right\}$$

dasselbe Resultat wie oben.

Der nichtstationäre Strom $A'' \varepsilon^{-\frac{r_2}{L_2}t}$ beeinflußt in der Regel nur den Anfangsteil der aufgedrückten Schwingung, wie aus beistehender Figur 7 zu ersehen ist. Diese Annahme ist gemacht, wenn ein aperiodischer Meßkreis mit überwiegender induktiver Reaktanz zu einem Oszillator gekoppelt ist, so daß dann die Schwingungen im Instrumentkreis im selben Rhythmus wie im Generatorkreis auftreten.[1]) Da der Quadratwert unter der Wurzel für Radiofrequenzen im Vergleich zu dem Quadrat der sehr großen Schwingungszahl ω_1 vernachlässigt werden darf, so erhält man das vereinfachte Resultat

$$i_2 = A'' \varepsilon^{-\frac{r_2}{L_2}t} + \frac{V_0}{\omega_1 L_2} \varepsilon^{\left[j\omega_1 - \frac{r_1}{2L_1}\right]t} \tag{87}$$

Problem Nr. 11.

Finde für die Anordnung des Problems Nr. 9 (Figur 6) die Beziehung für den Einschaltstrom für den Fall, daß eine harmonische EMK. aufgedrückt ist.

---

1) Die Stromamplituden des Sekundärkreises sind in Wirklichkeit sehr viel kleiner wie in Figur 7 angedeutet, da große induktive Reaktanz und lose Koppelung vorausgesetzt ist.

Lösung.

A) Allgemeine Methode.

Die Ausgangsgleichung ist für diesen Fall

$$L\frac{d\,i}{d\,t} + \frac{1}{C}\int i\,d\,t + r\,i = V\varepsilon^{j\,\omega\,t} \tag{88}$$

Eine Differentiation mit Bezug auf die Zeit ergibt dann

$$\frac{d^2 i}{d\,t^2} + \frac{r}{L}\,\frac{d\,i}{d\,t} + \frac{i}{L\,C} = j\,\omega\,V/L\cdot\varepsilon^{j\,\omega\,t} \tag{89}$$

d. h. einen Ausdruck vom zweiten Grade. Die linke Seite ergibt die bekannte Partiallösung

$$\left[n^{1\,2} + \frac{r}{L}\,n^1 + \frac{1}{C}\right] i = 0$$

somit

$$n^1{}_{1,2} = -\,r\,2\,L \pm j\sqrt{\frac{1}{C\,L} - \left[\frac{r}{2\,L}\right]^2} \tag{90}$$

wenn

$$\frac{1}{C\,L} > \left[\frac{r}{2\,L}\right]^2$$

Die Größe n^1 ist also die bekannte komplexe Winkelgeschwindigkeit, wenn ein Kondensator seine elektrische Energie durch einen induktiven Stromkreis entlädt. Wir erhalten somit den Partialstrom durch die Komponenten

$$i' = A_1\,\varepsilon^{n_1{}^1 t} + A_2\,\varepsilon^{n_2{}^1 t}$$

Für die vollständige Lösung könnte man das in Problem Nr. 10 angegebene Verfahren mittels der Tabelle anwenden. Man hätte dann die Lösung

$$\left.\begin{aligned} i &= i' + i'' \\ &= A_1\,\varepsilon^{n_1 t} + A_2\,\varepsilon^{n_2 t} + \frac{\varepsilon^{-n_1 t}}{n_1 - n_2}\int \varepsilon^{-n_1 t}\left[j\,\omega\,V/L\,\varepsilon^{j\,\omega\,t}\right] d\,t \\ &\qquad - \frac{\varepsilon^{n_2 t}}{n_1 - n_2}\int \varepsilon^{-n_2 t}\left[j\,\omega\,V/L\,\varepsilon^{j\,\omega\,t}\right] d\,t \end{aligned}\right\} \tag{91}$$

wo i' den nur kurzandauernden nichtstationären Strom bedeutet und i'' den permanenten periodischen Strom. Die komplexen Winkelgeschwindigkeiten n_1 und n_2 der Gleichung (91) sind dieselben wie $n_1{}^1$ und $n_2{}^1$ der Gleichung (90).

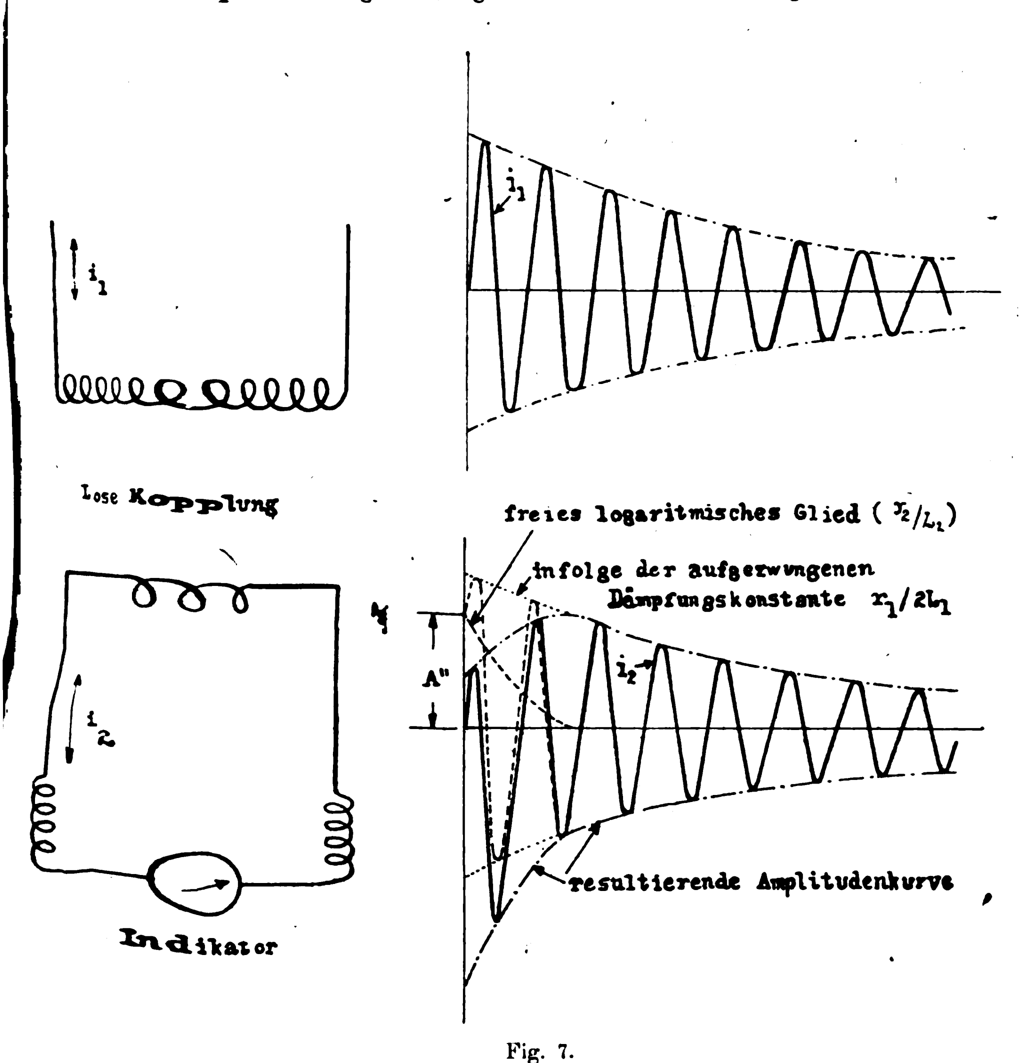


Fig. 7.

B) Die Methode des Verfassers mittels bisymbolischer Gleichungen.

Obiges Problem kann auf einfachste Weise gelöst werden, wenn man annimmt, daß die Differentialgleichung durch die verallgemeinerte Winkelgeschwindigkeit n befriedigt ist, und man die Variable $V\varepsilon^{j\omega t}$ gemäß der gewöhnlichen symbolischen Methode behandelt. Dies führt

dann zu bisymbolischen Gleichungen, die durch einfache Multiplikationen oder Division auf einfach-symbolische und algebraische Gleichungen reduziert werden können. Für vorliegendes Beispiel nimmt man also an, daß die ganze Gleichung durch den Ausdruck

$$i = \sum A \varepsilon^{n t} \tag{92}$$

begnügt ist. Dieser Ausdruck ergibt die Beziehung

$$i = A_1 \varepsilon^{n_1 t} + A_2 \varepsilon^{n_2 t} + A_3 \varepsilon^{n_3 t} + A_4 \varepsilon^{n_4 t} \tag{93}$$

im Falle die endgültige algebraische Gleichung vom 4ten Grade ist. Im Falle sich in der endgültigen Gleichung ein n herausheben sollte, so wäre das ein Zeichen, daß ein konstanter Strom überlagert wäre, da ein Teil der Gleichung (93) als

$$A' \varepsilon^{0 t} = A'$$

d. h. als Konstante erscheinen würde. An Stelle der Gleichung (88) hat man dann die bisymbolische Gleichung

$$\underset{\cdot}{A}\left[\frac{1}{n C} + n L + r\right] = \underset{\cdot}{V} \wedge\!\!\!\wedge \tag{88a}$$

oder

$$i\left[\frac{1}{n C} + n L + r\right] = V \varepsilon^{j \omega t} \wedge\!\!\!\wedge$$

wo das Zeichen $\wedge\!\!\!\wedge$ andeutet, daß der Ausdruck bisymbolisch und dementsprechend zu behandeln ist, und $\underset{\cdot}{A}$ und $\underset{\cdot}{V}$ die Vektoren von Strom und Klemmenspannung darstellen. Eine doppelte Differentiation der ganzen Differentialgleichung kann dann dadurch ausgeführt werden, daß man alle Glieder der linken Seite mit dem Quadrat n^2 der verallgemeinerten Winkelgeschwindigkeit, und die rechte Seite mit dem Faktor $[j \omega]^2$ durchmultipliziert. Diese Operation ergibt die Beziehungen

$$\left.\begin{aligned} i\left[\frac{n}{C} + n^3 L + n^2 r\right] &= -\omega^2 V \varepsilon^{j \omega t} \wedge\!\!\!\wedge \\ &= -\omega^2 i \left[\frac{1}{n C} + n L + r\right] \wedge \end{aligned}\right\} \tag{94}$$

d. h. eine einfach-symbolische Gleichung. Wenn man diese Operation oberflächlich betrachtet, so erscheint die Gleichung (94) mathematisch unrichtig, da eine Multiplikation verschiedener Teile der Gleichung (88 a) mit verschiedenen Faktoren vorgenommen wurde. Wenn man aber bedenkt, daß diese scheinbare Multiplikation wirklich eine Differentiation bedeutet und dem Differentialoperator n der linken Seite der Operator $[j \omega]$ der rechten Seite äquivalent ist, so ist obige symbolische Multi-

plikation gerechtfertigt. Gleichung (94) eliminiert ferner den Strom i und ergibt somit die algebraische Gleichung

$$n^2[CLn^2 + Crn + 1] + \omega^2[CLn^2 + Crn + 1] = 0$$

oder

$$[CLn^2 + Crn + 1][n^2 + \omega^2] \tag{95}$$

deren Lösung durch die Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} CLn^2 + Crn + 1 &= 0 \\ n^2 + \omega^2 &= 0 \end{aligned}\right\} \tag{96}$$

zu den vier Winkelgeschwindigkeiten

$$\left.\begin{aligned} n_1 &= \alpha_1 + j\omega_1 = -\frac{r}{2L} + j\sqrt{\frac{1}{CL} - \left[\frac{r}{2L}\right]^2} \\ n_2 &= \alpha_1 - j\omega_1 = -\frac{r}{2L} - j\sqrt{\frac{1}{CL} - \left[\frac{r}{2L}\right]^2} \end{aligned}\right\} \text{im Falle } \frac{r}{2L} < \frac{1}{CL}$$

$$\left.\begin{aligned} n_3 &= +j\omega \\ n_4 &= -j\omega \end{aligned}\right\} \text{die Größe } \omega \text{ ist die Kreisgeschwindigkeit der aufgedrückten Spannung } V\varepsilon^{j\omega t} \tag{97}$$

führt.

Man erhält somit für den Strom

$$i = \underbrace{A_1 \varepsilon^{(\alpha_1 + j\omega_1)t} + A_2 \varepsilon^{(\alpha_1 - j\omega_1)t}}_{i_1} + \underbrace{A_3 \varepsilon^{+j\omega t} + A_4 \varepsilon^{-j\omega t}}_{i_{11}} \tag{98}$$

Die zwei Komponenten des permanenten Stromes i_{11} können in eine resultierende Sinuswelle nach folgendem Verfahren verwandelt werden

$$\left.\begin{aligned} i_{11} &= A_3 \varepsilon^{+j\omega t} + A_4 \varepsilon^{-j\omega t} \\ &= [A_3 + A_4] \cos \omega t + j[A_3 - A_4] \sin \omega t \\ &= A_5 \cos \omega t + A_6 \sin \omega t \\ &= \sqrt{A_5^2 + A_6^2} \sin \left(\omega t + \operatorname{tang}^{-1} \frac{A_5}{A_6}\right) \\ &= A_{11} \sin(\omega t + \varphi) \end{aligned}\right\} \tag{99}$$

In ähnlicher Weise kann man die zwei Wellenzüge des Gliedes i_1 in eine resultierende gedämpfte Schwingung umwandeln nach dem Verfahren

$$\left.\begin{aligned} i_1 &= A_1\,\varepsilon^{(\alpha_1 + j\omega_1)t} + A_1\,\varepsilon^{(\alpha_1 - j\omega_1)t} \\ &= \varepsilon^{\alpha_1 t}\{A_1\,\varepsilon^{+j\omega_1 t} + A_2\,\varepsilon^{-j\omega_1 t}\} \\ &= \varepsilon^{\alpha_1 t}\{[A_1 + A_2]\cos\omega_1 t + j[A_1 - A_2]\sin\omega_1 t\} \\ &= \varepsilon^{\alpha_1 t}\{A_7\cos\omega_1 t + A_8\sin\omega_1 t\} \\ &= \varepsilon^{\alpha_1 t}\left\{\sqrt{A_7{}^2 + A_8{}^2}\sin\left(\omega_1 t + \operatorname{tang}^{-1}\frac{A_7}{A_8}\right)\right\} \\ &= A_1\,\varepsilon^{\alpha_1 t}\sin(\omega_1 t + \psi) \end{aligned}\right\} \quad (100)$$

Der Einschaltstrom wird also

$$i = A_1\,\varepsilon^{\alpha_1 t}\sin(\omega_1 t + \psi) + A_{II}\sin(\omega t + \varphi) \quad (101)$$

Das Resultat der Gleichung (99) könnte man direkt erhalten, wenn man die Ausgangsgleichung (88a) nur einmal mit den äquivalenten Faktoren n und $j\,\omega$ symbolisch durchmultipliziert. Man würde dann die Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} i\left[\frac{1}{C} + n^2 L + n\,r\right] &= j\,\omega\,V\varepsilon^{j\omega t} \wedge \\ &= j\,\omega\,i\left[\frac{1}{n\,C} + n\,L + r\right] \wedge \end{aligned}\right\} \quad (102)$$

erhalten und daraus die algebraischen Beziehungen

$$\left.\begin{aligned} n[C\,L\,n^2 + C\,r\,n + 1] - j\,\omega[C\,L\,n^2 + C\,r\,n + 1] &= 0 \\ [C\,L\,n^2 + C\,r\,n + 1][n - j\,\omega] &= 0 \end{aligned}\right\} \quad (103)$$

mit den Lösungen

$$C\,L\,n^2 + C\,r\,n + 1 = 0 \quad (104)$$

$$n - j\,\omega = 0 \quad (105)$$

Gleichung (104) gibt die Lösung für die zwei nicht stationären Wellen mit demselben Resultat wie oben, Gleichung (105) gibt direkt die resultierende Sinusspannung:

$$\begin{aligned} i_{II} &= A_{II}\,\varepsilon^{j\omega t} \\ &= A_{II}\sin(\omega t + \varphi) \end{aligned}$$

Die Konstante A_{II} ist der Maximalwert des permanenten Wechselstromes, d. h.

$$A_{II} = I = \frac{V}{z} = \frac{V}{\sqrt{r^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}$$

und die Konstante

$$\varphi = \operatorname{tang}^{-1} \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{r}$$

ergibt

$$i_{II} = \frac{V}{z} \sin \left(\omega t - \operatorname{tang}^{-1} \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{r} \right) \tag{106}$$

ein Resultat, das man durch eine Generalisation der Gleichung (80) erwarten würde. Man hat somit das entgültige Resultat für den Einschaltstrom

$$\left. \begin{aligned} i = \underbrace{\frac{V}{z} \sin \left(\omega t - \operatorname{tang}^{-1} \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{r} \right)}_{\text{permanenter Wechselstrom}} + \\ + \underbrace{A_1 \varepsilon^{-\frac{r}{2L}t} \sin \left[\sqrt{\frac{1}{CL} - \left[\frac{r}{2L}\right]^2} + \psi \right]}_{\text{nichtstationäre Schwingung}} \end{aligned} \right\} \tag{107}$$

Dieser Fall ist in Figur 8 für die sekundäre Spannungswelle V eines Resonanzinduktors angedeutet, wenn Resonanz vorherrscht.

Dieses Verfahren kann auch verwendet werden, wenn eine konstante EMK. dem System aufgedrückt ist. Man hat dann die Differentialgleichung

$$L \cdot C \frac{d^2 e}{d t^2} + r C \frac{d e}{d t} + e = V \tag{73}$$

und somit den bisymbolischen Ausdruck

$$\left. \begin{aligned} \underset{\cdot}{A} [n^2 L C + n r C + 1] &= \underset{\cdot}{V} \\ &= V \varepsilon^{0t} \wedge \end{aligned} \right\} \tag{108}$$

wo

$$e = \sum_{n = n_1}^{n = n_m} A \varepsilon^{nt}$$

und die konstante aufgedrückte Spannung V als ein Vektor $\underset{\cdot}{V}$ aufzufassen ist, der mit der Winkelgeschwindigkeit Null rotiert.

Eine symbolische Multiplikation der Gleichung (108) mit den entsprechenden Faktoren n und 0 ergibt den Ausdruck

$$\underset{\cdot}{A} [n^2 L C + n r C + 1] n = 0 \wedge \tag{109}$$

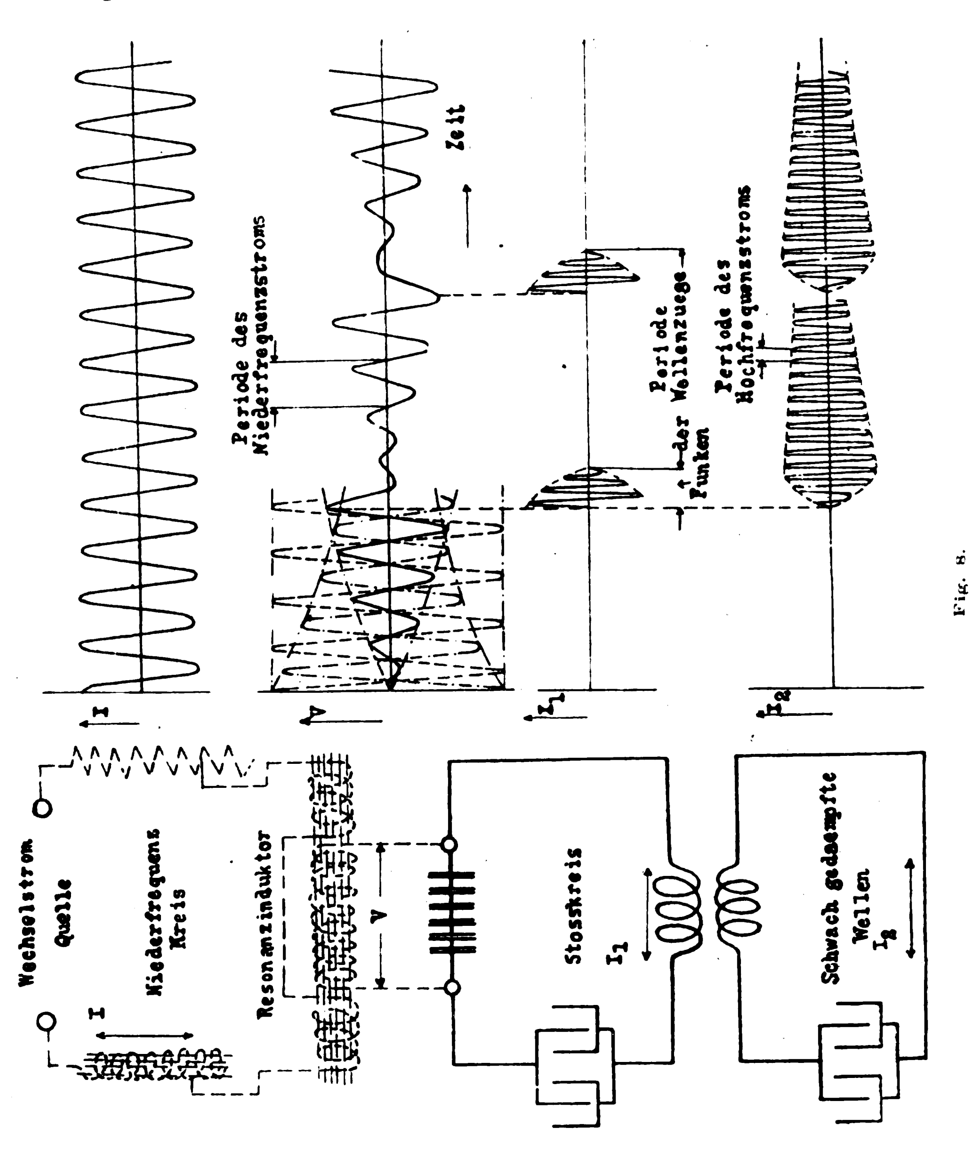


Fig. 8.

mit den verallgemeinerten Winkelgeschwindigkeiten

$$n_1 = 0$$

$$\left.\begin{aligned} n_2 &= \alpha + j\,\omega \\ n_3 &= \alpha - j\,\omega \end{aligned}\right\} \text{für } \frac{1}{CL} > \frac{r^2}{4\,L^2}$$

und die Kondensatorspannung ist durch die Beziehung

$$\left.\begin{aligned} e &= A_1 + A_2\,\varepsilon^{n_2 t} + A_3\,\varepsilon^{n_3 t} \\ &= e_1 + e_2 + e_3 \end{aligned}\right\} \tag{110}$$

gegeben, wofür der Ladestrom

$$\left.\begin{aligned} i &= C\,\frac{d\sum\limits_{e=e_1}^{e=e_3} e}{dt} = C \sum_{\substack{n=n_1\\ e=e_1}}^{\substack{e=e_3\\ n=n_3}} n\,e \\ &= C\left[n_2 A_2\,\varepsilon^{n_2 t} + n_3 A_3\,\varepsilon^{n_3 t}\right] \end{aligned}\right\} \tag{111}$$

Die dritte Bestimmungsgleichung für die konstanten A_1, A_2 und A_3 ist gemäß dem Kirchhoffschen Gesetze:

$$\left.\begin{aligned} V &= e + L\frac{di}{dt} + r\,i \\ &= e + L \sum_{\substack{n=n_2\\ i=i_2}}^{\substack{i=i_3\\ n=n_3}} i\,n + r \sum_{i=i_2}^{i=i_3} i \\ &= e + L\,C \sum_{\substack{n=n_1\\ e=e_1}}^{\substack{e=e_3\\ n=n_3}} n^2 e + r\,C \sum_{\substack{n=n_1\\ e=e_1}}^{\substack{e=e_3\\ n=n_3}} n\,e \\ &= e + C\Big\{L\left[n_2^2 A_2\,\varepsilon^{n_2 t} + n_3^2 A_3\,\varepsilon^{n_3 t}\right] \\ &\qquad + r\left[n_2 A_2\,\varepsilon^{n_2 t} + n_3 A_3\,\varepsilon^{n_3 t}\right]\Big\} \end{aligned}\right\} \tag{112}$$

Wenn man diese Gleichung mit dem Ausdruck der Gleichung (110) vergleicht, erkennt man, daß die Konstante $A_1 = V$. Da für $t = 0$, $e = 0$ und $i = 0$, erhält man von den Gleichungen (110) und (111)

$$\left.\begin{aligned} A_2 + A_3 &= -V \\ n_2 A_2 + n_3 A_3 &= 0 \end{aligned}\right\} \tag{113}$$

daraus ergibt sich

$$\left.\begin{aligned} A_2 &= n_3\,\frac{V}{n_2 - n_3} \\ A_3 &= n_2\,\frac{V}{n_3 - n_2} \end{aligned}\right\} \tag{114}$$

da

$$A_1 = V$$

Der Ladestrom wird also:

$$
\left.\begin{aligned}
i &= CV\left\{\frac{n_2\cdot n_3}{n_2-n_3}\,\varepsilon^{n_2 t}+\frac{n_2\cdot n_3}{n_3-n_2}\,\varepsilon^{n_3 t}\right\}\\
&= \frac{CV}{2\omega}\,\varepsilon^{\alpha t}\left\{-j(\alpha^2+\omega^2)\,\varepsilon^{+j\omega t}+j(\alpha^2+\omega^2)\,\varepsilon^{-j\omega t}\right\}\\
&= \frac{CV}{2\omega}\,\varepsilon^{\alpha t}\left\{2(\alpha^2+\omega^2)\sin\omega t\right\}\\
&= \frac{V}{\omega L}\,\varepsilon^{-\frac{r}{2L}t}\sin\omega t
\end{aligned}\right\} \qquad (115)
$$

da $\alpha^2+\omega^2=\frac{1}{CL}$, wenn Schwingungen vorliegen.

Die Kondensatorspannung e ist nach Gleichung (110)

$$
\left.\begin{aligned}
e &= V\left[1+\frac{n_3}{n_2-n_3}\,\varepsilon^{n_2 t}+\frac{n_2}{n_3-n_2}\,\varepsilon^{n_3 t}\right]\\
&= V\left[1+\varepsilon^{\alpha t}\left(-\frac{j\,n_3}{2\omega}\,\varepsilon^{+j\omega t}+\frac{j\,n_2}{2\omega}\,\varepsilon^{-j\omega t}\right)\right]\\
&= V\left[1+\varepsilon^{\alpha t}\left(-\cos\omega t+\frac{\alpha}{\omega}\sin\omega t\right)\right]\\
&= V\left[1-\frac{\sqrt{\omega^2+\alpha^2}}{\omega}\,\varepsilon^{\alpha t}\sin\left(\omega t+\operatorname{tang}^{-1}\frac{\omega}{\alpha}\right)\right]\\
&= V\left[1-\frac{\varepsilon^{-\frac{r}{2L}t}}{\omega\sqrt{CL}}\sin\left(\omega t+\operatorname{tang}^{-1}\frac{2\omega L}{r}\right)\right]
\end{aligned}\right\} \qquad (116)
$$

Der Verlauf des Ladestromes und der Ladespannung ist in Figur 6 angedeutet.

In derselben Weise läßt sich Problem Nr. 8 (Fig. 5) lösen. Man hat dann die Beziehungen

$$
\left.\begin{aligned}
n\,L\,I+r\,I &= V\\
&= V\varepsilon^{0t}
\end{aligned}\right\} \qquad (117)
$$

$$n\,[n\,L+r]=0$$

$$n_1=0$$

$$n_2=-\frac{r}{L}$$

$$\left.\begin{aligned}\sum_{i=i_1}^{i=i_2} i &= i_1 + i_2 \\ &= I_1 + I_2\, \varepsilon^{-\frac{r}{L}t}\end{aligned}\right\} . \tag{118}$$

$$i = 0 \quad \text{für } t = 0 .$$

$$0 = I_1 + I_2$$

$$I_1 = - I_2$$

$$n_2 \frac{dz}{dn_2} = n_2 L \qquad I_2 = \frac{V}{n_2 \frac{dz}{dn_2}} = - \frac{V}{r} = - I_1 \tag{119}$$

$$\sum i = V \left[\frac{1}{r} - \varepsilon^{-\frac{r}{L}t}\right] \tag{120}$$

welches dasselbe Resultat wie der Ausdruck der Gleichung (71) ergibt.

Problem Nr. 12.

Finde die Beziehung für den Primär- und Sekundärstrom, wenn ein **Resonator** zu einem Oszillator gekoppelt ist (Figur 3).

Lösung.

Gemäß der Gleichung (51) hat man für die äquivalente verallgemeinerte Impedanz des Oszillators die Beziehung

$$\left.\begin{aligned} z_1{}^1 &= z_1 - \frac{L_1 L_2 [n K]^2}{z_2} \\ &= \left[n L_1 + \frac{1}{n C_1} + r_1\right] - \frac{L_1 L_2 [n K]^2}{\left[n L_2 + \frac{1}{n C_2} + r_2\right]}\end{aligned}\right\} \tag{121}$$

welches den äquivalenten Operator des Primärkreises als

$$n \frac{d z_1{}^1}{d n} = \left[n L_1 - \frac{1}{n C_1}\right] - \frac{n \left[n^2 L_2 + \frac{3}{C_2} + 2 n r_2\right]}{\left[n L_2 + \frac{1}{n C_2} + r_2\right]^2} L_1 L_2 K^2 \tag{122}$$

ergibt. Wenn E_0 die Hochspannung der Primärkapazität C_1 bedeutet, erhält man für den Momentanwert des Primärstromes die Beziehung

$$\left.\begin{aligned} i_1 &= i_1{}^1 + i_2{}^1 + i_3{}^1 + i_4{}^1 \\ &= \sum_{n=n_1}^{n=n_4} \frac{E_0}{n \frac{d z_1{}^1}{d n}} \varepsilon^{n t} \\ &= E_0 \left\{ \frac{\varepsilon^{n_1 t}}{n_1 \frac{d z_1{}^1}{d n_1}} + \frac{\varepsilon^{n_2 t}}{n_2 \frac{d z_1{}^1}{d n_2}} + \frac{\varepsilon^{n_3 t}}{n_3 \frac{d z_1{}^1}{d n_3}} + \frac{\varepsilon^{n_4 t}}{n_4 \frac{d z_1{}^1}{d n_4}} \right\}\end{aligned}\right\} \tag{123}$$

da für gekoppelte Schwingungskreise vier komplexe Winkelgeschwindigkeiten auftreten [Gleichungen (48)]. Wenn e_{II} den Momentanwert der induzierten Sekundärspannung im Resonator bezeichnet, so hat man

$$\left.\begin{aligned} e_{II} &= -M\frac{d\,i_I}{d\,t} \\ &= -M\sum_{\substack{n=n_1\\ i=i_1}}^{\substack{i=i_4\\ n=n_4}} n\,i \end{aligned}\right\} \quad (124)$$

und der Resonatorstrom bekommt

$$\left.\begin{aligned} i_{II} = \frac{e_{II}}{z_2} &= -M\sum_{\substack{n=n_1\\ i=i_1}}^{\substack{i=i_4\\ n=n_4}} \frac{n\cdot i}{n\,L_2+\frac{1}{n\,C_2}+r_2} \\ &= -M\sum_{n=n_1}^{n=n_4} \frac{n}{n\,L_2+\frac{1}{n\,C_2}+r_2}\cdot\frac{E_0\,\varepsilon^{n\,t}}{n\frac{d\,z_1^{\,1}}{d\,n}} \\ &= -M\cdot E_0\left\{\frac{\varepsilon^{n_1 t}}{(z_2)_{n=n_1}\cdot\frac{d\,z_1^{\,1}}{d\,n_1}}+\frac{\varepsilon^{n_2 t}}{(z_2)_{n=n_2}\cdot\frac{d\,z_1^{\,1}}{d\,n_2}}+\right. \\ &\qquad\left.+\frac{\varepsilon^{n_3 t}}{(z_2)_{n=n_3}\cdot\frac{d\,z_1^{\,1}}{d\,n_3}}+\frac{\varepsilon^{n_4 t}}{(z_2)_{n=n_4}\cdot\frac{d\,z_1^{\,1}}{d\,n_4}}\right\} \end{aligned}\right\} \quad (125)$$

Die Auswertung der Gleichungen (123) und (124) ist dann einfach. Das allgemeine Verfahren der endgültigen Lösung ist folgendes.

Die vier komplexen Winkelgeschwindigkeiten seien

$$\left.\begin{aligned} n_1 &= \alpha_I + j\,\omega_I \\ n_2 &= \alpha_I - j\,\omega_I \\ n_3 &= \alpha_{II} + j\,\omega_{II} \\ n_4 &= \alpha_{II} - j\,\omega_{II} \end{aligned}\right\} \text{ in hyperbolischen Radians per Sekunde [gegeben durch Gleichungen (48)]} \quad (126)$$

Die Konstanten der Stromkreise sowie die Werte der Gleichungen (126) ergeben die Operatoren

$$\left.\begin{aligned} n_1\frac{d\,z_1^{\,1}}{d\,n_1} &= a+j\,b; \qquad & n_3\frac{d\,z_1^{\,1}}{d\,n_3} &= c+j\,d \\ n_2\frac{d\,z_1^{\,1}}{d\,n_2} &= a-j\,b; \qquad & n_4\frac{d\,z_1^{\,1}}{d\,n_4} &= c-j\,d \end{aligned}\right\} \quad (127)$$

Die primären und sekundären Ströme haben somit die Form und die allgemeine Lösung

$$\left.\begin{array}{l} i = [A_I - j B_I]\,\varepsilon^{(\alpha_I + j\omega_I)t} + [A_I + j B_I]\,\varepsilon^{(\alpha_I - j\omega_I)t} \\ \quad + [A_{II} - j B_{II}]\,\varepsilon^{(\alpha_{II} + j\omega_{II})t} + [A_{II} + j B_{II}]\,\varepsilon^{(\alpha_{II} - j\omega_{II})t} \end{array}\right\} \quad (128)$$

wo für den Fall des Oszillatorstromes

$$\left.\begin{array}{ll} \dfrac{E}{a + j b} = A_I - j B_I; & \dfrac{E}{c + j d} = A_{II} - j B_{II} \\ \dfrac{E}{a - j b} = A_I + j B_I; & \dfrac{E}{c - j d} = A_{II} + j B_{II} \end{array}\right\} \quad (129)$$

Die Größe E bezeichnet die Höchstspannung des primären Kondensators. Man hat somit die endgültige Lösung.

$$\left.\begin{array}{l} i = \varepsilon^{\alpha_I t}[(A_I - j B_I)\,\varepsilon^{+j\omega_I t} + (A_I + j B_I)\,\varepsilon^{-j\omega_I t}] \\ \quad + \varepsilon^{\alpha_{II} t}[(A_{II} - j B_{II})\,\varepsilon^{+j\omega_{II} t} + (A_{II} + j B_{II})\,\varepsilon^{-j\omega_{II} t}] \\ \quad = \varepsilon^{\alpha_I t}[2 A_I \cos \omega_I t + 2 B_I \sin \omega_I t] \\ \quad + \varepsilon^{\alpha_{II} t}[2 A_{II} \cos \omega_{II} t + 2 B_{II} \sin \omega_{II} t] \\ \quad = 2\sqrt{A_I^2 + B_I^2}\,\varepsilon^{\alpha_I t} \sin\left(\omega_I t + \operatorname{tang}^{-1}\dfrac{A_I}{B_I}\right) \\ \quad + 2\sqrt{A_{II}^2 + B_{II}^2}\,\varepsilon^{\alpha_{II} t} \sin\left(\omega_{II} t + \operatorname{tang}^{-1}\dfrac{A_{II}}{B_{II}}\right) \end{array}\right\} \quad (130)$$

Der Primärstrom i_I wird daher durch vier Komponentströme gebildet, d. h. vier Wellen sind einander übergelagert, von denen je ein Paar die Dämpfungskonstante α_I, und das andere Paar die Dämpfungskonstante α_{II} aufweist. Dies ist in Figur 3 illustriert, die Beziehungen dafür sind

$$\left.\begin{array}{l} i_I = \sum i' = \{i_1' + i_2'\} + \{i_3' + i_4'\} \\ \quad = \{I_{01}'\,\varepsilon^{n_1 t} + I_{02}'\,\varepsilon^{n_2 t}\} + \{I_{03}'\,\varepsilon^{n_3 t} + I_{04}'\,\varepsilon^{n_4 t}\} \\ \quad = \{\varepsilon^{\alpha_I t}[(I_{01}' + I_{02}') \cos \omega_I t + j (I_{01}' - I_{02}') \sin \omega_I t]\} \\ \quad + \{\varepsilon^{\alpha_{II} t}[(I_{03}' + I_{04}') \cos \omega_{II} t + j (I_{03}' - I_{04}') \sin \omega_{II} t]\} \\ \quad = \left\{2\sqrt{I_{01}' \cdot I_{02}'}\,\varepsilon^{\alpha_I t} \sin\left(\omega_I t + \operatorname{tang}^{-1}\dfrac{I_{01}' + I_{02}'}{j(I_{01}' - I_{02}')}\right)\right\} \\ \quad + \left\{2\sqrt{I_{03}' \cdot I_{04}'}\,\varepsilon^{\alpha_{II} t} \sin\left(\omega_{II} t + \operatorname{tang}^{-1}\dfrac{I_{03}' + I_{04}'}{j(I_{03}' - I_{04}')}\right)\right\} \end{array}\right\} \quad (131)$$

Auf ähnliche Weise gilt für den Sekundärstrom

$$\left.\begin{aligned} i_{II} &= \sum i'' = \{i_1'' + i_2''\} + \{i_3'' + i_4''\} \\ &= \{I_{01}''\varepsilon^{n_1 t} + I_{02}''\varepsilon^{n_2 t}\} + \{I_{03}''\varepsilon^{n_3 t} + I_{04}''\varepsilon^{n_4 t}\} \\ &= \left\{2\sqrt{I_{01}'' \cdot I_{02}''}\,\varepsilon^{\alpha_I t}\sin\left(\omega_I t + \operatorname{tang}^{-1}\frac{I_{01}'' + I_{02}''}{j(I_{01}'' - I_{02}'')}\right)\right\} \\ &+ \left\{2\sqrt{I_{03}'' \cdot I_{04}''}\,\varepsilon^{\alpha_{II} t}\sin\left(\omega_{II} t + \operatorname{tang}^{-1}\frac{I_{03}'' + I_{04}''}{j(I_{03}'' - I_{04}'')}\right)\right\} \end{aligned}\right\} \quad (132)$$

Problem Nr. 13.

Finde den Effektivwert für den Strom, wenn gedämpfte Wellenzüge vorliegen.

Lösung.

Wenn N die Anzahl der Wellenzüge darstellt, hat man:

$$I_{\text{eff.}} = \sqrt{N\int_0^\infty \sum i^2\, dt} \quad (133)$$

$$\left.\begin{aligned} \sum i^2 = [i_1 + i_2]^2 = \left[\frac{I_0}{2}\varepsilon^{n_1 t} - \frac{I_0}{2}\varepsilon^{n_2 t}\right]^2 \\ n_1 = \alpha + j\omega; \qquad n_2 = \alpha - j\omega \end{aligned}\right\} \quad (134)$$

also:

$$\left.\begin{aligned} \int_0^\infty \sum i^2\, dt &= \frac{I_0^2}{4}\left[\int_0^\infty \varepsilon^{2 n_1 t} dt + \int_0^\infty \varepsilon^{2 n_2 t} dt\right] - \frac{I_0^2}{2}\int_0^\infty \varepsilon^{(n_1 + n_2) t}\, dt \\ &= \frac{1}{2}\left[\frac{\varepsilon^{2 n t}}{2 n_1} + \frac{\varepsilon^{2 n_2 t}}{2 n_2}\right] - \frac{\varepsilon^{(n_1 + n_2) t}}{n_1 + n_2}\Bigg|_0^\infty \frac{I_0^2}{2} \\ &= \frac{I_0^2}{2}\left\{\frac{n_1 + n_2}{4 n_1 n_2} - \frac{1}{n_1 + n_2}\right\} = \frac{I_0^2}{4}\left\{\frac{\alpha}{\alpha^2 + \omega^2} - \frac{1}{\alpha}\right\} \\ &= \frac{I_0^2}{4\alpha\left(1 + \frac{\alpha^2}{\omega^2}\right)} \cong \frac{I_0^2}{4\alpha} \end{aligned}\right\} \quad (135)$$

somit

$$\left.\begin{aligned} I_{\text{eff.}} &\cong \frac{I_0}{2}\sqrt{\frac{N}{\alpha}} \\ &\cong \frac{I_0}{2}\sqrt{\frac{N}{\Delta F}} \end{aligned}\right\} \quad (136)$$

Die Detektorwirksamkeit einer einzelnen Elektronenröhre.

Von **E. O. Hulburt** und **G. Breit.**

Übersicht.

Die Detektorwirksamkeit einer einzelnen Elektronenröhre für eine bestimmte Frequenz wird bestimmt durch die Beziehung $\lim_{A=0} \frac{b_0}{A^2}$, wo b_0 die Veränderung der Gleichstromkomponente des Ausgangsplattenkreises und A die Veränderung des Eingangsgitterpotentials bedeutet. Es wird eine theoretische Formel für die Detektorwirksamkeit in Abhängigkeit von den Konstanten der Röhre und ihrer Stromkreise abgeleitet.

Mittels eines Kondensator-Spannungsteilers und eines empfindlichen Quadrantelektrometers wurden A und b_0 erzeugt und gemessen. Die Formel für die Detektorwirksamkeit wurde dadurch geprüft, daß der Hochfrequenzwiderstand des Plattenkreises sehr groß gemacht wurde. Dies geschah durch Einschalten einer Induktanz und eines parallel zu dieser liegenden veränderlichen Kondensators in den Plattenkreis. Der aus den durch direkte Messung ermittelten Werten für A und b_0 berechnete Wert der Detektorwirksamkeit wurde verglichen mit den aus der Formel sich ergebenden Werten. Es ergab sich eine qualitative Übereinstimmung. Es wurde dann auf experimentellem Wege gezeigt, daß eine vollkommene Übereinstimmung nicht erhalten werden konnte, wenn man nicht die inneren Kapazitäten der Röhre in Betracht zog. Die Ergebnisse erläutern häufig in der Hochfrequenzpraxis beobachtete Wirkungen, wenn Armstrongs abgestimmter Plattenkreis verwendet wird.

---

1. Einleitung. In einer früheren Abhandlung der Verfasser[1]) ist gezeigt worden, daß man unter der Detektorwirksamkeit allgemein die Wirksamkeit eines Verstärkers versteht, ein schwaches Signal vernehmbar zu machen. Es wurde gezeigt, daß die Detektorwirksamkeit von dem Verhältnis zwischen dem Eingangsgitterpotential und dem resultierenden Ausgangsplattenstrom abhing. In dem Falle des Hochfrequenzverstärkers mit Transformatorkopplung wurde die Detektorwirksamkeit bestimmt durch die Beziehung $\lim_{A=0} \frac{b_0}{A^2}$, wo A und b_0

1) Die Detektorwirksamkeit des Elektronenröhrenverstärkers (bis jetzt nicht veröffentlicht).

die Amplituden des Eingangsgitterpotentials bzw. der Gleichstromkomponente des Ausgangsplattenstromes sind. Es wurden experimentelle Methoden zum Messen von b_0 und A angegeben, und die Detektorwirksamkeit wurde so durch direkte Messung bestimmt. Um zu einem vollkommenen Verständnis der Detektorwirksamkeit zu gelangen, ist es nötig zu wissen, wie die Detektorwirksamkeit von den Charakteristiken der Röhren und von den Konstanten der Stromkreise der Verstärker abhängt. Die vorliegende Abhandlung nimmt diese Phase des Problems für einen einfachen Fall auf und beschreibt eine sowohl theoretische wie praktische Untersuchung der Detektorwirksamkeit einer einzelnen Elektronenröhre. Eine theoretische Ableitung, in der gewisse vereinfachende Annahmen gemacht werden, wurde ausgearbeitet, die einen Ausdruck für die Detektorwirksamkeit der Röhre als Funktion der Konstanten der Röhre und der Stromkreise ergab. Versuche wurden ausgeführt, um die Theorie zu prüfen.

2. Theorie. In der neueren Literatur über Elektronenröhren wird gewöhnlich die Beziehung von Van der Bijl[1]) als Ausgangspunkt für die Ableitung des Begriffs des inneren Widerstandes der Röhre genommen. Dieses Vorgehen ist unnötig speziell, denn das Verhalten einer Röhre kann durch einen Verstärkungsfaktor und einen inneren Widerstand dargestellt werden, obgleich es selbst nicht mit der Beziehung von Van der Bijl übereinstimmt.

Die folgende Abhandlung betrachtet nur den Fall der negativen Gitterspannung, d. h. den Fall, daß $\mathfrak{E}_g < 0$ ist. In diesem Falle ist der Gitterstrom Null. Eine allgemeinere Behandlung des Problems wird in einer späteren Abhandlung gegeben werden. Es wird angenommen, daß der Plattenstrom I_p lediglich eine Funktion der Plattenspannung E_p und der Gitterspannung $\mathfrak{E}_g$ ist. Wir setzen:

$$I_p = f(\mathfrak{E}_p, \mathfrak{E}_g) \tag{1}$$

Es wird angenommen, daß diese Funktion in dem betrachteten Bereiche erste, zweite und dritte Differentialquotienten hat und daß die Funktion und ihre Differentialquotienten endlich, eindeutig und stetig sind. Es ist erforderlich, genau die soeben genannten Bedingungen festzustellen, weil es Fälle gibt, in denen diese Bedingungen nicht zutreffen. Zum Beispiel zeigen die neueren Versuche von R. Whittington[2]) klar, daß es Resonanzwirkungen der positiven Ionen innerhalb der Röhre

1) Proc. Inst. Radio Eng. 7, S. 97, 1919.
2) Radio Review 1, S. 53, 1919.

gibt. Für Frequenzen, die diesen Resonanzfrequenzen nahe benachbart sind, ist man nicht berechtigt zu sagen, daß I_p eine eindeutige Funktion von $\mathfrak{E}_p$ und $\mathfrak{E}_g$ allein ist, weil es von der Zeitdauer der Veränderung dieser Größen abhängt. Aber diese Frequenzen sind so hoch, daß man bei den gewöhnlich in der Hochfrequenztechnik verwendeten Frequenzen nicht durch die verwickelten von Whittington beobachteten Wirkungen belästigt wird.

Bezeichnet man mit ΔX die Veränderung der Größe X, so lautet die Ableitung von Gleichung (1)

$$\left.\begin{aligned} \Delta I_p &= I_p(\mathfrak{E}_{p_0} + \Delta\mathfrak{E}_p, \mathfrak{E}_{g_0} + \Delta\mathfrak{E}_g) - I_p(\mathfrak{E}_{p_0}, \mathfrak{E}_{g_0}) \\ &= \frac{\partial I_p}{\partial \mathfrak{E}_g}\Delta\mathfrak{E}_g + \frac{\partial I_p}{\partial \mathfrak{E}_p}\cdot\Delta\mathfrak{E}_p + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 I_p}{\partial \mathfrak{E}_g^2}(\Delta\mathfrak{E}_g)^2 + \frac{\partial^2 I_p}{\partial\mathfrak{E}_g\,\partial\mathfrak{E}_p}\Delta\mathfrak{E}_g\Delta\mathfrak{E}_p \\ &+ \frac{1}{2}\frac{\partial^2 I_p}{\partial\mathfrak{E}_p^2}(\Delta\mathfrak{E}_p)^2 + \cdots \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

$\mathfrak{E}_{p_0}$ und $\mathfrak{E}_{g_0}$ sind die Werte für die Plattenspannung bzw. für die Gitterspannung, wenn auf das Gitter keine Hochfrequenzspannung einwirkt. Die Werte der Differentialquotienten in Gleichung (2) müssen für $\mathfrak{E}_p = \mathfrak{E}_{p_0}$ und $\mathfrak{E}_g = \mathfrak{E}_{g_0}$ ausgewertet werden.

Wir wollen annehmen, daß wir mit kleinen Werten von $\Delta\mathfrak{E}_g$ und $\Delta\mathfrak{E}_p$ zu tun haben, so daß die Differentialquotienten in Gleichung (2) von höherer Ordnung als der zweiten vernachlässigt werden können. Wir nehmen ferner an, daß die inneren Kapazitäten der Röhre zu vernachlässigen sind.

Wir wollen auch annehmen, daß die Gitterspannung sich zeitlich nach einem Sinusgesetz verändert, so daß also gilt

$$\Delta\mathfrak{E}_g = A\cdot\cos\omega t \quad (3)$$

Nachdem so die Anfangsbedingungen erledigt worden sind, kann der Plattenstrom als eine Fouriersche Reihe nach ωt entwickelt werden.

$$\left.\begin{aligned} \Delta I_p = b_0 + b_1\cos\omega t + b_2\cos 2\omega t + \cdots \\ + a_1\cos\omega t + a_2\cos 2\omega t + \cdots \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Man sieht, daß die konstante Größe b_0 physikalisch die Gleichstromkomponente der Veränderung des Plattenstromes bedeutet.

Wir bezeichnen den absoluten Wert der Plattenkreisimpedanz für die Frequenz $m\frac{\omega}{2\pi}$ mit Z_m, den Widerstand dieser Impedanz mit R_m und die Reaktanz mit X_m. Dann ergibt sich aus Gleichung (4)

$$\left.\begin{aligned} -\Delta \mathfrak{E}_p = Z_0 b_0 + Z_1 b_1 \cos\left(\omega t + \mathrm{tg}^{-1}\frac{X_1}{R_1}\right) \\ + Z_2 b_2 \cos\left(2\omega t + \mathrm{tg}^{-1}\frac{X_2}{R_2}\right) + Z_1 a_1 \sin\left(\omega t + \mathrm{tg}^{-1}\frac{X_1}{R_1}\right) \\ + Z_2 a_2 \sin\left(2\omega t + \mathrm{tg}^{-1}\frac{X_2}{R_2}\right) \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Durch Einsetzen von Gleichungen (3) und (5) in (2) ergibt sich:

$$\left.\begin{aligned} \Delta I_p = -\frac{\partial I_p}{\partial \mathfrak{E}_p}\left\{\begin{aligned} Z_0 b_0 + Z_1 b_1 \cos\left(\omega t + \mathrm{tg}^{-1}\frac{X_1}{R_1}\right) + \cdots \\ + Z_1 a_1 \sin\left(\omega t + \mathrm{tg}^{-1}\frac{X_1}{R_1}\right) + \cdots \end{aligned}\right\} \\ + \frac{\partial I_p}{\partial E_p} A \cos \omega t \\ + \frac{1}{2}\frac{\partial I_p{}^2}{\partial \mathfrak{E}_p{}^2}\left\{\begin{aligned} Z_0 b_0 + Z_1 b_1 \cos\left(\omega t + \mathrm{tg}^{-1}\frac{X_1}{R_1}\right) + \cdots \\ + Z_1 a_1 \sin\left(\omega t + \mathrm{tg}^{-1}\frac{X_1}{R_1}\right) + \cdots \end{aligned}\right\}^2 \\ + \frac{1}{Z}\frac{\partial^2 I_p}{\partial E_g{}^2} A^2 \cos^2 \omega t \\ - \frac{\partial^2 I_p}{\partial \mathfrak{E}_p \partial \mathfrak{E}_g} A \cos \omega t \left\{\begin{aligned} Z_0 b_0 + Z_1 b_1 \cos\left(\omega t + \mathrm{tg}^{-1}\frac{X_1}{R_1}\right) + \cdots \\ + Z_1 a_1 \sin\left(\omega t + \mathrm{tg}^{-1}\frac{X_1}{R_1}\right) + \cdots \end{aligned}\right\} \\ + \text{usw.} \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

Die Werte von $a_0, a_1, a_2 \ldots, b_0, b_1, b_2 \ldots$ erhält man durch Gleichsetzen der Ausdrücke (4) und (5). Indem wir dies tun, machen wir Gebrauch von der Methode der aufeinanderfolgenden Annäherungen und vernachlässigen Glieder höherer Ordnung als der zweiten.

Durch Gleichsetzen der konstanten Glieder finden wir

$$b_0 = \frac{\dfrac{Z_1}{4}\dfrac{\partial^2 I_p}{\partial \mathfrak{E}_p{}^2}(a_1{}^2 + b_1{}^2) + \dfrac{A^2}{4}\dfrac{\partial^2 I_p}{\partial \mathfrak{E}_g{}^2} - \dfrac{A}{2}\dfrac{\partial^2 I_p}{\partial \mathfrak{E}_p \partial \mathfrak{E}_g}(b_1 R_1 + a_1 X_1)}{1 + Z_0 \dfrac{\partial I_p}{\partial \mathfrak{E}_p}} \quad (7)$$

Um a_1 und b_1 zu finden, setzen wir die Koeffizienten von $\cos \omega t$

und **sin** ωt in Gleichungen (4) und (6) einander gleich und vernachlässigen Größen höherer Ordnung als der ersten. Dies kann man ohne Bedenken tun, wenn man beachtet, daß die entwickelten Gleichungen alle linear sind, wobei die Glieder von Gleichung (4) $b_1 \cos \omega t + a_1 \sin \omega t$ und die Glieder von Gleichung (6)

$$-\frac{\partial I_p}{\partial \mathfrak{E}_p}\left[Z_1 b_1 \cos\left(\omega t + \mathrm{tg}^{-1}\frac{X_1}{R_1}\right) + Z_1 a_1 \sin\left(\omega t + \mathrm{tg}^{-1}\frac{X_1}{R_1}\right)\right] + A \cos \omega t \cdot \frac{\partial I_p}{\partial \mathfrak{E}_g}$$

sind.

Wir führen nun die Bezeichnung $\bar{e} = A \cdot \varepsilon^{i\omega t}$ ein, worin $i = \sqrt{-1}$ und ε die Basis der natürlichen Logarithmen ist. Es sei nun $(b_1 \cos \omega t + a_1 \sin \omega t)$ der reelle Teil von $I_p' \varepsilon^{i\omega t}$. Man sieht, daß I_p' die Hochfrequenz-Grundkomponente des Plattenstromes bedeutet. Dann ist

$$I_p' = -\frac{\partial I_p}{\partial \mathfrak{E}_p} \bar{Z}_1 I_p' + \frac{\partial I_p}{\partial \mathfrak{E}_g} \bar{e}$$

wo

$$\bar{Z}_1 = Z_1 \varepsilon^{i\,\mathrm{tg}^{-1}\frac{X_1}{R_1}}$$

ist. Dann ist

$$I_p' = \frac{K\bar{e}}{\bar{Z}_1 + \Gamma_p}, \text{ wo } \Gamma_p = \frac{1}{\frac{\partial I_p}{\partial \mathfrak{E}_g}} \text{ und } K = \frac{\frac{\partial I_p}{\partial \mathfrak{E}_g}}{\frac{\partial I_p}{\partial \mathfrak{E}_p}} \text{ ist.} \tag{8}$$

Der Ausdruck (8) zeigt die Beziehung zwischen dem inneren Widerstand der Röhre Γ_p und $\frac{\partial I_p}{\partial \mathfrak{E}_p}$.

Er gibt auch eine allgemeine Bedeutung für den Verstärkungsfaktor K. Man sieht, daß in der vorstehenden Ableitung kein Gebrauch gemacht ist von der Beziehung von Van der Bijl.

Ferner erhalten wir durch Entwicklung von Gleichung (8)

$$I_p' = \frac{A K [(\Gamma_p + R_1) - i X_1] [\cos \omega t + i \sin \omega t]}{(\Gamma_p + R_1)^2 + X_1^2} \tag{9}$$

Der reelle Teil dieses Ausdrucks ist

$$\frac{A K}{(\Gamma_p + R_1)^2 + X_1^2} [(\Gamma_p + R_1) \cos \omega t + X \sin \omega t] \tag{10}$$

Beim Vergleichen von Gleichungen (4) und (10) ersehen wir, daß

$$b_1 = \frac{A\,K(\Gamma_p + R_1)}{(\Gamma_p + R_1)^2 + X_1^2} \quad \text{und} \quad a_1 = \frac{A\,K\,X_1}{(\Gamma_p + R_1)^2 + X_1^2} \quad \text{ist.}$$

Durch Einsetzen dieser Werte in Gleichung (7) ergibt sich endlich für $\frac{b_0}{A^2}$ folgender Ausdruck, der die Detektorwirksamkeit für eine Amplitude A bei der Frequenz $\frac{\omega}{2\pi}$ bedeutet. Es ergibt sich nämlich:

$$\frac{b_0}{A^2} = \left.\frac{(R_1^2 + X_1^2)\,K^2\frac{\partial^2 I_p}{\partial \mathfrak{E}_p^2} + [(R_1 + \Gamma_p)^2 + X_1^2]\frac{\partial^2 I_p}{\partial \mathfrak{E}_g^2} - 2K[R_1(\Gamma_p + R_1) + X_1^2]\cdot\frac{\partial^2 I_p}{\partial \mathfrak{E}_p \cdot \partial \mathfrak{E}_g}}{4\left(1 + \frac{Z_0}{\Gamma_p}\right)[(\Gamma_p + R_1)^2 + X_1^2]}\right\} \quad (11)$$

Wenn die Röhre der Beziehung von Van der Bijl gehorcht, ist

$$K^2\frac{\partial^2 I_p}{\partial \mathfrak{E}_p^2} = K\frac{\partial^2 I_p}{\partial \mathfrak{E}_p\,\partial \mathfrak{E}_g} = \frac{\partial^2 I_p}{\partial \mathfrak{E}_g^2}$$

In diesem Falle wird aus Gleichung (11)

$$\frac{b_0}{A^2} = \frac{\Gamma_p^2\frac{\partial^2 I_p}{\partial \mathfrak{E}_g^2}}{4\left(1 + \frac{Z_0}{\Gamma_p}\right)[(\Gamma_p + R_1)^2 + X_1^2]} \quad (12)$$

Auf die Gefahr hin, uns zu wiederholen, wollen wir nochmals die Bedeutung der in Gleichung (12) verwendeten Beziehungen feststellen. Z_0, R_1, X_1 sind der Gleichstromwiderstand, der Hochfrequenzwiderstand und die Reaktanz des Plattenkreises. r_p ist der innere Widerstand der Röhre. r_p und der Differentialquotient $\frac{\partial^2 I_p}{\delta E_g^2}$ werden aus den statischen Charakteristiken der Röhre erhalten.

Die Formel (12) gibt eine Veranschaulichung der Art und Weise, in der die Detektorwirksamkeit von den Konstanten der Kreise und der Röhre abhängt. Im besonderen stellt sie fest, daß b_0 für eine bestimmte Frequenz proportional zu A^2 ist. Daß dies annähernd richtig ist, wurde durch direkten Versuch gezeigt. (Siehe die Kurven in der Abhandlung der Verfasser, auf die in Abschnitt I Bezug genommen ist.) Es blieb noch übrig, durch Versuche zu bestimmen,

in welchem Maße die Annahmen, die der Ableitung der Formel (12) zugrunde lagen, zulässig wären. Dies wird in den folgenden Abschnitten aufgenommen.

3. Apparatur. Die Versuchsanordnung wurde getroffen, wie dies schematisch in Fig. 1 gezeigt ist. Der Kondensatorspannungsteiler bestand aus den drei Kondensatoren C_1, C_2 und C_3, die Induktanzspule L' und das Thermogalvanometer T waren dieselben wie die in der oben angezogenen Abhandlung der Verfasser beschriebenen. Durch

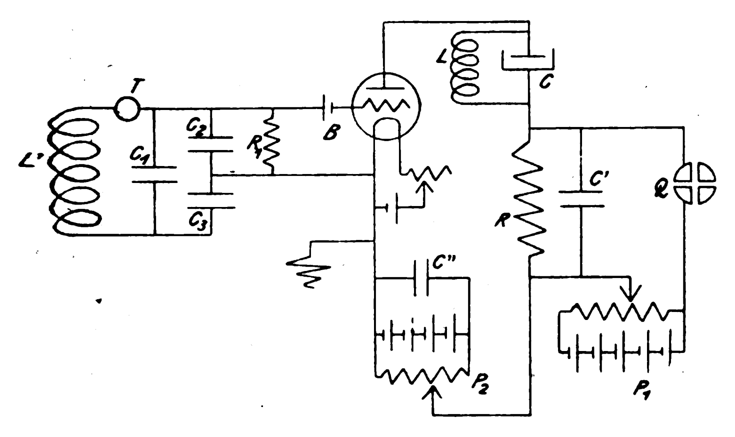


Fig. 1.

Kopplung von L' mit einem geeigneten Hochfrequenzerzeugersatz wurde eine Hochfrequenzspannung von einer kleinen bekannten Amplitude und Frequenz an das Gitter der Elektronenröhre gelegt. Die Anordnung zum Messen der Veränderung der Gleichstromkomponente des Plattenstromes bestand aus einem Quadrantelektrometer Q, das parallel zu einem Widerstand R geschaltet war, wobei der von der Plattenbatterie P_2 herrührende Potentialabfall über R durch einen Spannungsteiler P_1 kompensiert wurde. Auch dies ist in der früheren Abhandlung beschrieben worden (loc. cit.). Der Widerstand R war ein induktionsfreier Widerstand aus einer verdünnten Lösung von Kupfersulphat in Wasser. Parallel zu ihm war ein veränderlicher Kondensator C' geschaltet. C'' war ein großer unveränderlicher Papierkondensator mit einer Niederfrequenzkapazität von ungefähr 2 MF. Im Plattenkreis war eine Induktanzspule L eingeschaltet, zu der parallel ein veränderlicher Kondensator C lag. Die Induktanz von L betrug 1738 μh, ihre verteilte Kapazität etwa 16 $\mu\mu$F und ihr Hochfrequenz-

widerstand bei 1150 m war 6 Ohm. Der Kondensator C war ein veränderlicher Luftkondensator der General Radio Company, Type 182 A. Dieser hatte ein Schutzgehäuse, das immer mit dem Elektrometer verbunden war, wie in Fig. 1 dargestellt. Die Elektronenröhre war eine Röhre der Western Electric Company, Type VT I. Diese Röhre wurde immer mit einem Glühdrahtstrom von 1,10 Amp. und einer Plattenspannung von 22,0 Volt gebraucht. Der negative Pol einer Normalzelle B Fig. 1 war immer mit dem Gitter verbunden. Ein großer Durchlaßwiderstand R_1 (ungefähr 2 Megohm) hielt das Gitterpotential auf einem bestimmten Werte.

4. Versuchsergebnisse. Man sieht, daß, wenn R_1 und X_1 in Gleichung (12) genügend groß werden, $\frac{b_0}{A^2}$ sehr klein wird. Dies wurde auf folgende Weise bestätigt:

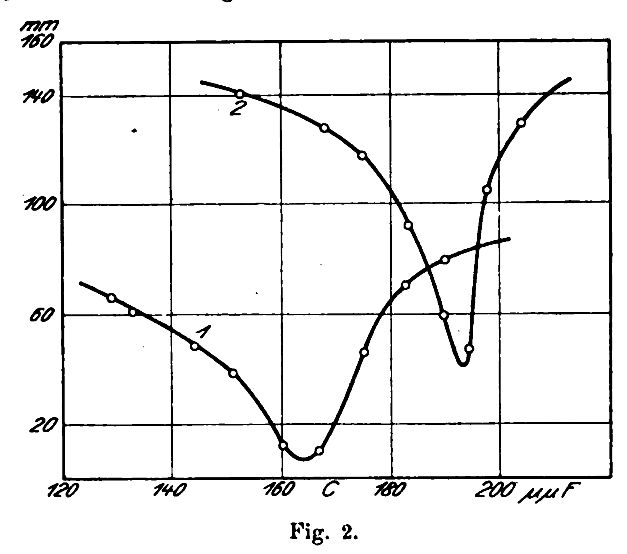


Fig. 2.

Unter Konstanthaltung des Stromes in T, d. h. bei konstantem A wurde der Kondensator C verändert und die Galvanometerablenkungen beobachtet. Die Kurven 1 und 2 in Fig. 2 zeigen die Elektrometerablenkung in Millimetern, aufgetragen in Abhängigkeit von der Kapazität von C in $\mu\mu$F. Die Kurve 1 wurde für kleinere Ablenkungen aufgenommen als die Kurve 2. Ferner war für Kurve 1 der Widerstand R ungefähr 21 000 Ohm, während für Kurve 2 der Widerstand R aus 421 000 Ohm in Hintereinanderschaltung mit einem Paar Telephon-

hörern bestand. Der Kondensator C' war im Falle der Kurve 2 abgeschaltet. Man sieht, daß in beiden Fällen die Ablenkung bei einem bestimmten Wert der Kapazität ein Minimum aufweist.

Die Erklärung dieser Kurven liegt in dem Umstand, daß R_1 und X_1 für bestimmte Werte von C sehr groß werden. Dies kann man ersehen aus den Ausdrücken für den effektiven Widerstand und die effektive Reaktanz der Parallelschaltung einer Induktionsspule von der Induktanz L und dem Widerstand R mit einem Kondensator von der Kapazität C. Sind R_e und X_e der effektive Widerstand bzw. die effektive Reaktanz, so kann man zeigen, daß

$$\left.\begin{aligned} R_e &= \frac{R}{R^2 C^2 \omega^2 + (L C \omega^2 - 1)^2} \\ \text{und} \\ X_e &= - \frac{R^2 C \omega + L \omega (L C \omega^2 - 1)}{R^2 C^2 \omega^2 + (L C \omega^2 - 1)^2} \end{aligned}\right\} \tag{13}$$

ist.

Der Maximalwert von R_e (bei Veränderung von C) tritt auf sehr nahe bei $C = \frac{1}{L \omega^2}$.

Der Wert für R bei diesem Wert von C ist

$$\frac{1}{R C^2 \omega^2} = \frac{L^2 \omega^2}{R}$$

Wenn wir die bei vorliegendem Versuche durch Messung gewonnenen Werte benutzen, und zwar die Werte $R = 6$ Ohm, $L = 1{,}738 \times 10^3\ \mu h$ und $\omega = 1{,}63 \times 10^6$, finden wir für den effektiven Widerstand den Wert $1{,}34 \times 10^6$ Ohm. Dies ist der Wert von R_1 in der Bezeichnung der Formel (12).

Um den Wert Γ_p zu bestimmen, wurde die Kurve der statischen Charakteristik der Elektronenröhre aufgezeichnet. Dies geschah durch Messung des Plattenstromes I_p für verschiedene Werte der Plattenspannung und der Gitterspannung. Die Kurven sind in Fig. 3 und 4 dargestellt.

Aus der Neigung der Kurve in Fig. 3 an der wirksamen Stelle wurde $\frac{\partial I_p}{\partial E_p}$ erhalten. Beim Entnehmen der wirksamen Spannung E_{p_0} wurde bedacht genommen auf den Spannungsabfall am Plattenstromwiderstand. Der reziproke Wert von $\frac{\partial I_p}{\partial \mathfrak{E}_p}$ gibt Γ_p, und es wurde

hierfür der Wert $6{,}5 \times 10^4$ Ohm gefunden. Der hohe Wert rührt her von der Verwendung eines kleinen Glühdrahtstromes (siehe Abschnitt 3).

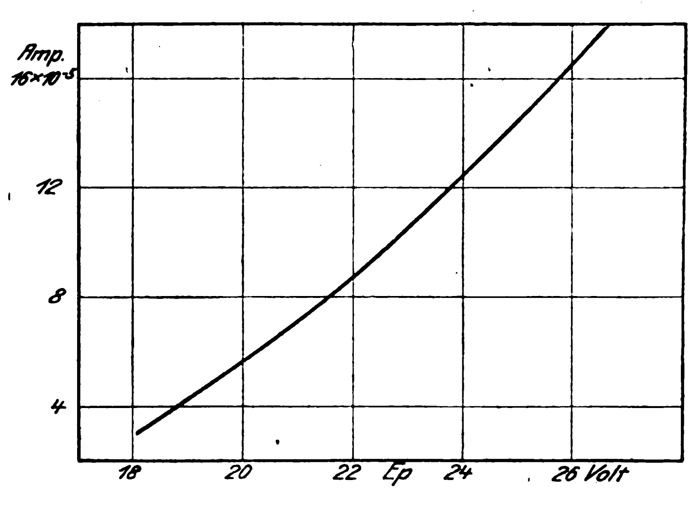


Fig. 3.

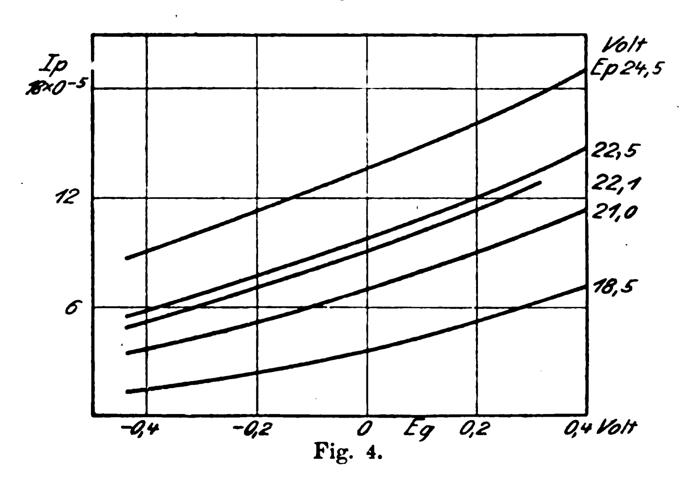


Fig. 4.

Kehren wir zurück zu dem besprochenen Versuch, so war $R = 2{,}1 \times 10^4$ Ohm, und wenn C so gewählt wurde, daß die Kombination von L und C für die angelegte Frequenz in Resonanz war, so haben wir:

$$R_1 = 1{,}34 \times 10^6 + 2 \times 10^4 = 1{,}36 \times 10^6 \text{ Ohm}$$

und

$$(R_1 + \Gamma_p)^2 = 2{,}01 \times 10^{12}$$

Wenn nun C sich von seinem Resonanzwert um etwa 20 $\mu\mu$F unterscheiden würde, so sind die Werte von R_e und X_e [berechnet aus Gleichung (13)] 714 Ohm und $3{,}12 \times 10^4$ Ohm. Dann ist

$$R_1 = 2{,}1 \times 10^4 + 0{,}7 \times 10^4 = 2{,}8 \times 10^4 \text{ Ohm}$$

$$R_1 + r_p = 8{,}7 \times 10^4 \text{ Ohm}, \quad X_1 = X_e = 3{,}12 \times 10^4 \text{ Ohm}$$

und

$$(R_1 + \Gamma_p)^2 + X_1^{\,2} = 8{,}55 \times 10^9$$

Daher muß die Elektrometerablesung im Verhältnis von wenigstens

$$\frac{2{,}01 \times 10^{12}}{8{,}55 \times 10^9} = 235$$

abgenommen haben.

Diese Berechnung paßt auf Kurve 1, Fig. 2. Eine Betrachtung der Kurve zeigt sofort, daß quantitativ die einfache oben dargelegte Theorie durch den Versuch nicht bestätigt wird, denn die Elektrometerablenkung an der tiefsten Stelle der Kurve ist ungefähr ein Achtel der Ablenkung bei 20 $\mu\mu$F für das Minimum. Diese Verschiedenheit muß der Vernachlässigung der Wirkung der inneren Kapazitäten der Röhre zugeschrieben werden. Wenn diese Kapazitäten in Rechnung gezogen werden, ergibt sich eine Formel, die eine bessere Übereinstimmung mit den Beobachtungen ergibt. Es war möglich, experimentell zu zeigen, daß je größer die Kapazität zwischen Gitter und Platte der Röhre wurde, desto weniger die Wirkung einer starken Vergrößerung von R hervortrat. Dies wurde folgendermaßen gemacht: Ein veränderlicher Luftkondensator (der General Radio Company, Type 101 L) wurde zwischen Gitter und Platte der Röhre geschaltet. Für niedrige Kondensatoreinstellungen nahm die Elektrometerablenkung merklich ab, wenn R genügend groß wurde. Wenn der Kondensator einen Wert von etwa 500 $\mu\mu$F erreichte, konnte die Wirkung nicht länger beobachtet werden.

Eine andere zu beachtende Fehlerquelle entsteht aus der Annahme der Beziehung von Van der Bijl. Im obigen Falle jedoch befolgte die Röhre das Gesetz von Van der Bijl genau, wie man aus den Kurven der Fig. 4 ersieht, und daher kann die Verschiedenheit nicht einer Abweichung von der Beziehung von Van der Bijl zugeschrieben werden.

Es gibt verschiedene andere Umstände, die Abweichungen zwischen der Formel (12) und den Messungen verursachen. Eine Wirkung, die

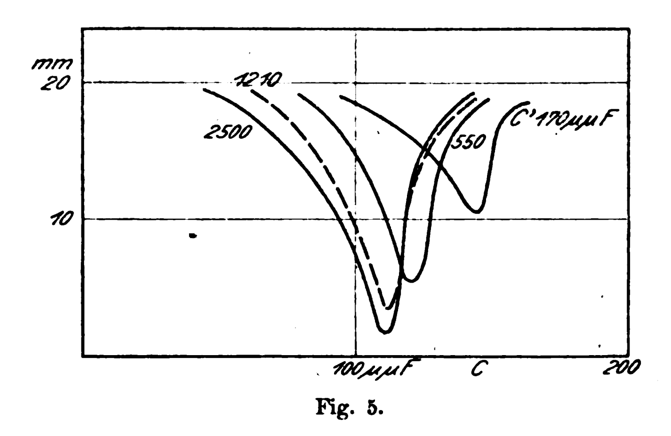


Fig. 5.

schwer scharf in Betracht gezogen werden kann, ist die, die durch kleine Kapazitäten zwischen verschiedenen Teilen der Kreise hervorgerufen

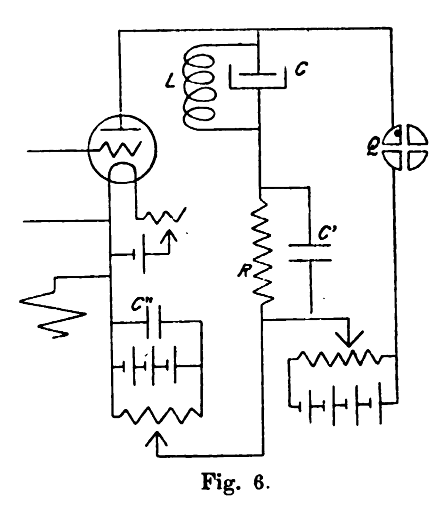


Fig. 6.

wird. Zur Erläuterung dieser Wirkung wurden die in Fig. 5 gezeigten Kurven unterworfen. Um die Daten für diese Gruppe von Kurven zu erhalten, wurden die schematisch in Fig. 6 gezeigten Verbindungen des Plattenkreises gebraucht. Man sieht, daß diese Verbindungen von den vorher verwendeten insofern abweichen, als das Elektrometer quer

zu dem gesamten Widerstand im Plattenkreise anstatt nur quer zu einem Teil derselben geschaltet wurde.

Indem man dem Kondensator C' immer kleinere Werte gibt, wird die Wirkung einer Veränderung von C immer geringer, wie man aus den Kurven der Fig. 5 ersieht. Diese Kurven sind unter Zugrunde- egung der Elektrometerablenkungen in Millimetern (die proportional der Detektorwirksamkeit sind) als Ordinaten in Abhängigkeit der Kapazitäten von C in $\mu\mu$F als Abszissen für verschiedene Werte von C' aufgetragen. Die Gitterspannung war — 1,018 und die angelegte Wellenlänge 1150 m. Man ersieht, daß die Lage des Minimums sich

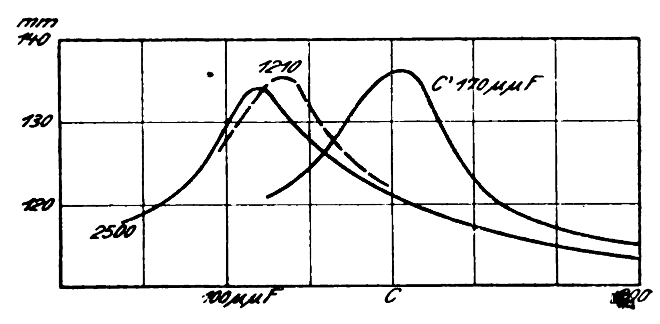


Fig. 7.

verschiebt. Die Erklärung der Kurvengruppen liegt in dem Umstand, daß das Quadrantelektrometer als Kondensator wirkte. Das Minimum einer Kurve tritt an der Stelle auf, wo R_1 ein Maximum ist. R_1 erreicht angenähert sein Maximum, wenn die Summe der Widerstände in der Parallelschaltung von L und C und der Parallelschaltung von R und C Null wird. Der Gesamtwiderstand dieser in Reihe geschalteten Teile hängt von der Einstellung von C' ab, weil der effektive Widerstand der Parallelkombination von R und C' gleich

$$\frac{R}{1 + R^2 C'^2 \omega^2}$$

ist.

Ist C' groß, so ist dieser Wert klein und folglich verringert sich der Gesamtwiderstand des Plattenkreises an seinem Maximum, weil jener Widerstand im umgekehrten Verhältnis mit dem Widerstand aller in Serie liegenden Teile sich ändert.

Es war interessant, die Wirkung einer positiven Spannung am Gitter zu untersuchen. Mit $\mathfrak{E}_g = + 1{,}51$ Volt erhielt man Kurven ähnlich denen der Fig. 5; sie sind in Fig. 7 dargestellt. Man sieht,

daß die Elektrometerablenkung und daher die Detektorwirksamkeit im absoluten Werte wächst, wenn R_1 vergrößert wird, statt abzunehmen, wie es der Fall war bei einer negativen Gitterspannung. Es wurde indessen beobachtet, daß die Ablenkung im Falle einer positiven Gitterspannung und einer Gittersprühung entgegengesetzt zu derjenigen im Falle einer negativen Gitterspannung war. So kann man, grob gesprochen, die Erscheinung dadurch erklären, daß man sagt, daß es zwei Wirkungen gibt, die in der Röhre vor sich gehen. Die eine derselben rührt her von der Krümmung der Gitterspannungstromkurve und die andere (die kleinere von beiden) ist dieselbe Wirkung, die mit negativen Gitterspannungen untersucht worden ist. Die Wirkungen beider auf den Mittelwert des Plattenstromes sind einander entgegen gerichtet. Indem wir R_1 sehr groß machen, verringern wir die zweite Wirkung und vergrößern damit den absoluten Wert der Ablenkung. Genau gesprochen ist diese Art der Beschreibung der Erscheinung nicht vollständig korrekt. Sie gibt indessen ein leicht merkbares Bild der Versuchstatsachen.

Wir möchten noch auf die praktische Bedeutung der beobachteten Wirkungen hinweisen. Wir beziehen uns hier auf eine Wirkung, die häufig bei Armstrongs Regenerativkreisen beobachtet wird, die aber nach unserer Kenntnis noch nicht erklärt worden ist. In Armstrongs Kreis wird die Parallelkombination von L und C genau so wie bei unseren Versuchen benutzt. Man findet, daß bei Vergrößerung von C, von kleinen Werten ausgehend, die Lautstärke bis zu einem bestimmten Punkt wächst und von dort an plötzlich fällt. Wenn man denselben Stromkreis, den wir oben untersucht haben, benutzt und die Röhre mit einer Antenne verbindet, fand sich, daß dieser Punkt genau der Punkt ist, wo bei den gleichen Plattenstromverbindungen die Detektorwirksamkeit ein Minimum besitzt. Weiterhin wurde das Verhalten des Kreises vollständig verändert, wenn man zunächst eine genügend große Verlängerungsinduktanz in die Antenne einschaltet und dann mit einer größeren Kapazität in Reihe zum Ausgangspunkt zurückkehrt. Das Signal wuchs nicht mehr mit der Zunahme von C, sondern blieb merklich konstant mit Ausnahme eines engen Bereiches, wo es sehr schwach wurde. Dieser enge Bereich fiel mit der Lage des plötzlichen oben erwähnten Abfalls zusammen.

Johns Hopkins Universität, Baltimore, Maryland, V. St. A., März 1920.

Referate.

Über den Zwischenkreisröhrensender. (Elektrotechnisches Archiv Band 9, Heft 4). K. Heegner, Dissertation. Jena, Juli 1919.

Die Untersuchung gibt eine analytische Behandlung des Zwischenkreissenders.

§ 1. Der Ansatz:

$$i_a = S\,v_g - \frac{1}{R_i}\,v_a$$

bildet die Grundlage, und es folgt eine Betrachtung über die Steilheit S und den inneren Widerstand R_i der Röhre bei intensiverem von der Krümmung der Charakteristiken beeinflußten Arbeiten der Röhre. Der Fall merklicher Rückkoppelungsverluste (überspannter Betrieb) wird von der Untersuchung ausgeschlossen.

§ 2. Für den Zwischenkreissender liefert der Ansatz:

$$L_{12}\frac{d\,i'}{d\,t} = \frac{1}{C_2}\int i_2\,d\,t + R_2\,i_2 + L_2\frac{d\,i_2}{d\,t}$$

$$L_{12}\frac{d\,i_2}{d\,t} + \frac{L_{12}}{C_1\,R_i}\,i_2 = L_1\frac{d\,i_1'}{d\,t} + \left(R_1 - S\frac{L_{10}}{C_1} + \frac{L_1}{C_1\,R_i}\right)i_1' + \frac{1}{C_1}\left(1 + \frac{R_1}{R_i}\right)\int i_1'\,d\,t$$

Die nunmehr folgende Diskussion bezieht sich auf die Vereinfachung der zweiten Gleichung. Sie wird reduziert auf:

$$L_{12}\frac{d\,i_2}{d\,t} = L_1\frac{d\,i_1'}{d\,t} + R_n\,i_1' + \frac{1}{C_1}\int i_1'\,d\,t$$

Die Gleichungen stimmen dann formal überein mit den Gleichungen für freie Schwingungen eines gekoppelten Systems, nur daß:

$$R_n = R_1 - S\frac{L_{10}}{C_1} + \frac{L_1}{C_1\,R_i}$$

von den Größen S und R_i, die den Arbeitszustand der Röhre bestimmen, abhängig erscheint. Die eigentliche Theorie stützt sich auf das Prinzip, die D ä m p f u n g e i n e r d e r b e i d e n r e s u l t i e r e n d e n S c h w i n g u n g e n z u N u l l z u m a c h e n.

§ 3. Es werden die Beziehungen am Zwischenkreissender entwickelt. Die Koeffizienten der algebraischen Gleichung vierten Grades

$$\alpha\,x^4 + \beta\,x^3 + \gamma\,x^2 + \delta\,x + \varepsilon = 0$$

auf welche die Bestimmung von Frequenz und Dämpfung führt, sind:

$$\alpha = L_1 L_2 - L_{12}^2, \quad \beta = L_1 R_2 + L_2 R_n$$

$$\gamma = \frac{L_1}{C_1} + \frac{L_2}{C_2} + R_2 R_n \quad \delta = \frac{R_2}{C_1} + \frac{R_n}{C_2} \quad \varepsilon = \frac{1}{C_1 C_2}$$

Identifizieren wir diese Gleichung mit der Gleichung:

$$\alpha (x^2 + \omega_1^2)(x^2 + 2 d_2 x + \omega_2^2)$$

in der die Dämpfung einer der beiden resultierenden Schwingungen zu Null angenommen ist, so ergibt sich für die zweite resultierende Schwingung:

$$2 d_2 = \frac{\beta}{\alpha} = \frac{\frac{L_1 R_2}{L_2} + R_n}{L_1 \left(1 - \frac{L_{12}^2}{L_1 L_2}\right)} \tag{1}$$

Für die Frequenz der entstehenden Schwingung:

$$\omega_1^2 = \frac{\delta}{\beta} = \frac{\frac{R_2}{C_1} + \frac{R_n}{C_2}}{L_1 R_2 + L_2 R_n} \tag{2}$$

und außerdem die Beziehung:

$$\beta \gamma \delta = \alpha \delta^2 + \varepsilon \beta^2 \tag{3}$$

welche sich in β und δ als homogene quadratische Form darstellt, und diese **Singularität bildet den Mittelpunkt der Theorie**, insofern als für $\beta = 0$ $\delta = 0$ die Dämpfung beider resultierender Schwingungen zu Null wird. Die Beziehung (3) lautet explizite:

$$\left. \begin{aligned} R_n R_2 \left[(R_n L_2 + R_2 L_1) \left(\frac{R_n}{C_2} + \frac{R_2}{C_1} \right) + \left(\frac{L_2}{C_1} - \frac{L_1}{C_2} \right)^2 \right] \\ + L_{12}^2 \left(\frac{R_n}{C_1} + \frac{R_2}{C_1} \right)^2 = 0 \end{aligned} \right\} \tag{4}$$

Es bedeutet aber $-R_n$ **den im Primärkreis durch den Sekundärkreis induzierten effektiven Widerstand**, wie auf Grund der Wechselstrombeziehung:

$$-R_n = \frac{(L_{12}\,\omega_1)^2 \cdot R_2}{R_2^2 + \left(L_2 \omega_1 - \frac{1}{C_2 \omega_1} \right)^2}$$

und Anwendung von Gleichung (2) bewiesen werden kann. Deshalb

wird Gleichung (4) als Gleichung des induzierten Widerstandes bezeichnet. Die Frequenzgleichung berechnet sich auf:

$$\left.\begin{array}{c}\left(L_1\,\omega_1^{\,2}-\frac{1}{C_1}\right)\left[R_2^{\,2}\,\omega_1^{\,2}+\left(L_2\,\omega_1^{\,2}-\frac{1}{C_2}\right)^2\right]\\ -L_{12}^{\,2}\,\omega_1^{\,4}\left(L_2\,\omega_1^{\,2}-\frac{1}{C_2}\right)=0\end{array}\right\} \quad (5).$$

und enthält $\omega_1^{\,2}$ bis zur dritten Potenz.

§ 4. Die Kapazität C_2 des Sekundärkreises wird als unabhängige, der induzierte Widerstand $-R_n$ bzw. die Frequenz ω_1 als abhängige Variabel betrachtet. Die unter Gleichung (1) erwähnte Beziehung liefert dann das Ergebnis, daß die Dämpfung der zweiten resultierenden Schwingung negativ wird, wenn der induzierte Widerstand $-R_n$ den Wert $\frac{L_1\,R_2}{L_2}$ überschreitet. Dann wird der Zustand des Senders ein labiler, insofern als die zweite resultierende Schwingung sich als die stärker rückgekoppelte Schwingung darstellt und eine Bevorzugung dieser Schwingung möglich erscheint. Es wird daher $\frac{L_1\,R_2}{L_2}$ als kritischer induzierter Widerstand bezeichnet.

Wir geben noch die Reduktionen an, auf Grund deren eine einfache kurventheoretische Behandlung des Problems möglich wird. Setzt man:

$$-R_n=\frac{L_1\,R_2}{L_2}\cdot r \qquad C_2=\frac{L_1\,C_1}{L_2}\cdot c \qquad \omega_1^{\,2}=\frac{p}{L_1\,C_1}$$

und führt die Parameter ein:

$$\frac{L_{12}^{\,2}}{L_1\,L_2}=m \qquad \frac{L_1\,C_1\,R_2^{\,2}}{L_2^{\,2}}=n$$

so reduziert sich die Gleichung des induzierten Widerstandes auf:

$$n\,c\,r\,(r-1)(r-c)+r\,(c-1)^2-m\,(r-c)^2=0$$

und die Frequenzgleichung auf:

$$(p-1)\left[p\,n+\left(p-\frac{1}{c}\right)^2\right]-m\,p^2\left(p-\frac{1}{c}\right)=0$$

die Beziehung unter den Variabeln:

$$p=\frac{r-c}{c\,(r-1)}$$

Ein Bild von dem Verlauf der Dämpfung der zweiten resultierenden Schwingung gibt die Funktion:

$$1 - r$$

Die Singularität $\beta = 0$, $\delta = 0$ stellt sich in der Kurve des induzierten Widerstandes als Doppelpunkt ($r = 1$, $c = 1$) auf der Resonanzgeraden in der Höhe des kritischen induzierten Widerstandes dar. Die Tangenten dieses Doppelpunktes sind in der quadratischen Form:

$$(c-1)^2 + n(c-r)(r-1) + (n-m)(r-c)^2 = 0$$

gegeben, welche in Linearfaktoren zerlegt zu denken ist. Daraus ergibt sich, daß diese Linearfaktoren imaginär oder reell und einander gleich oder reell und verschieden sind, je nachdem:

$$m \lesseqgtr n\left(1 - \frac{n}{4}\right)$$

Im ersten Falle ist der Doppelpunkt ein isolierter, im Falle der Gleichheit befindet sich im Doppelpunkt eine Spitze. Dieser Fall wird als kritische Kopplung bezeichnet. Beim Überschreiten der kritischen Kopplung bildet sich dann über dem Doppelpunkte eine Schleife aus.

§ 5. Im Falle, daß der Doppelpunkt ($r = 1$, $c = 1$) ein isolierter ist, hat die Kurve des induzierten Widerstandes die einfache Gestalt einer Resonanzkurve, welche in der Resonanzlage noch nicht bis zum Doppelpunkt hinaufreicht. Es kann daher der kritische Widerstand in keinem Punkte überschritten werden, so daß der Zustand des Senders überall stabil ist.

Ein besonderes Interesse hat der Verlauf der Frequenz, weil er auch bei extrem loser Kopplung mit Hilfe des Überlagerungsempfängers leicht verfolgt werden kann. Bei wachsender Kapazität des Sekundärkreises zeigt die Kurve vor der Resonanzlage ein Minimum, hinter der Resonanzlage ein Maximum. In der Resonanzlage selbst reproduziert sich die primäre Frequenz (die Frequenz, welche bei Öffnen des Sekundärkreises erhalten wird). Diese Lösung wird deshalb als Generatorlösung bezeichnet, und nur diese ist vorhanden, da die beiden anderen Lösungen der Frequenzgleichung bei der gemachten Voraussetzung noch imaginär sind. Ebenda befindet sich die größte Steigung der Frequenz. Der Unterschied der Kondensatoreinstellungen bei Maximum und Minimum ist bei extrem loser Kopplung durch die Dämpfung des Sekundärkreises bestimmt, während bei zunehmender Kopplung ein Aneinanderrücken von Maximum und Minimum erfolgt.

Die kurzgeschlossene Spule des Sekundärkreises ruft eine Frequenzvergrößerung hervor, die im wesentlichen von der Kopplung der beiden Kreise abhängt.

§ 6. Bei kritischer Kopplung $\left(m = n\left(1 - \frac{n}{4}\right)\right.$ oder gekürzt $\left.m = n\right)$ reicht die Kurve des induzierten Widerstandes gerade bis zum Doppelpunkt hinauf, daselbst eine Spitze bildend. Die Steigung der Frequenzkurve in der Resonanzlage hat sich nunmehr dermaßen ausgewachsen, daß sie daselbst senkrecht ansteigt, ohne jedoch zurückzulaufen.

§ 7. Beim Überschreiten der kritischen Kopplung bildet die Kurve des induzierten Widerstandes über dem Doppelpunkt eine Schleife, die mit zunehmender Kopplung zu beiden Seiten der Resonanzgeraden sich ausdehnt. Entsprechend hat die Frequenzkurve zu beiden Seiten der Resonanzgeraden je einen Rückkehrpunkt. Die Generatorlösung kommt auf den rückläufigen Teil der Frequenzkurve zu liegen, während die dem Doppelpunkt entsprechenden Lösungen, die nunmehr reell und verschieden sind, ober- und unterhalb dieser sich befinden.

Die über dem Doppelpunkte aufgesetzte Schleife ist nunmehr der labile Teil der Kurve, weil für diesen der kritische Widerstand überschritten ist. Ein kontinuierliches Hineinziehen des Senders von der einen oder anderen Seite in die labile Schleife erscheint verständlich. Die Rückkehrpunkte bilden die obere Grenze für diesen labilen Zustand (welche allerdings nur bei intensiveren Arbeiten der Röhre und unerheblicher Überschreitung der kritischen Kopplung annähernd erreicht werden). Die Generatorlösung scheidet daher aus.

Im § 8 wird die Induktivität des Sekundärkreises als veränderlich betrachtet.

§ 9 bringt einen Vergleich mit der Wienschen Untersuchung über die Rückwirkung eines resonierenden Systems. Für Kurventeile stabilen Zustandes stimmt der Verlauf der Frequenz nahezu überein.

In § 10 wird auf die allgemeine physikalische Bedeutung der Untersuchung hingewiesen. Daher gelten die Ergebnisse allgemein für aperiodisch rückgekoppelte Schaltungen. Heegner.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Empfangsanordnungen, insbesondere Schaltungsanordnungen von Kathodenverstärkerröhren.

D. R. P. 324 981. Dr. Gustav Leithäuser in Berlin-Steglitz. Vom 18. 10. 18, ausgegeben 8. 9. 20.

1. Empfangseinrichtung für elektrische Schwingungen mittels einer mit einem Schwingungskreis gekoppelten Kathodenröhre, dadurch gekennzeichnet, daß die Wechselspannung eines von den ankommenden Schwingungen irgendwie erregten Schwingungskreises sowohl in den Kreis Kathode-Gitter als auch in den Speisestromkreis Kathode-Anode eingeführt wird.

2. Empfangseinrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß der mit Abstimmitteln versehene Schwingungskreis einerseits über je einen Blockkondensator mit der Kathode und dem Gitter der Kathodenröhre, anderseits über je einen Widerstand (Drosselspule) mit der Anode und der an der Kathode liegenden Anodenstromquelle verbunden ist.

D. R. P. 326 435. Compagnie Générale Radiotélégraphique in Paris. Vom 7. 12. 12, ausgegeben 29. 9. 20.

1. Abstimmungsverfahren für drahtlose Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß beim Empfang der Detektor zunächst mit dem Luftdraht gekoppelt und der möglichst dämpfungsfreie Resonanzkreis so eingestellt wird, daß die Lautstärke der zu empfangenden Welle ein Minimum wird, worauf der Detektor mit dem Resonanzkreis selbst gekoppelt wird.

2. Schaltung zur Ausübung des Verfahrens nach Anspruch 1, gekennzeichnet durch eine solche Anordnung eines Umschalters, daß dieser den Detektor das eine Mal mit dem Luftdrahte direkt koppelt und das andere Mal mit einem Resonanzkreise, der seinerseits mit dem Luftdrahte lose gekoppelt ist.

D. R. P. 324 514. C. Lorenz Akt. Ges. in Berlin-Tempelhof. Vom 9. 5. 18, ausgegeben 31. 8. 20.

1. Schaltungsanordnung für Schwebungsempfang in der drahtlosen Nachrichtenübermittlung, bei welcher zwecks Vermeidung der Ausstrahlung der auf der Empfangsseite erzeugten Hilfsschwingungen die Antenne bzw. der Zwischenkreis mit dem Generatorkreis in für die Frequenz der Hilfsschwingungen spannungsgleichen Punkten gekoppelt ist. dadurch gekennzeichnet, daß der Generator mit einem von zwei

aufeinander abgeglichenen Zweigen gekoppelt ist, deren Verbindungspunkte für die Hilfsschwingungen Punkte gleicher Spannung sind.

2. Schaltungsanordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die durch das Anschalten des Generators an den einen Zweig für die Hilfsschwingungen eingehende, das Gleichgewicht der Brücke störende Kapazität durch eine zur Selbstinduktion des anderen Zweiges

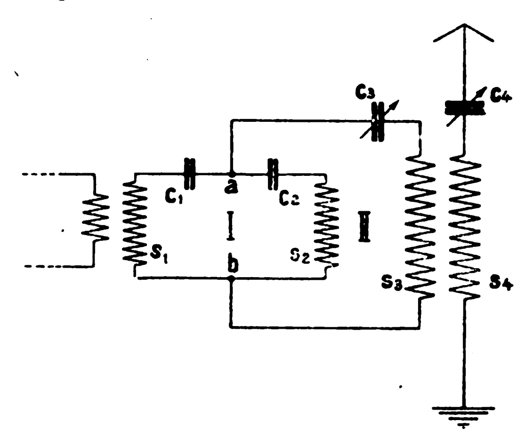


Fig. 1.

parallel geschaltete Kapazität ausgeglichen wird. Fig. 1 zeigt diese Schaltungsanordnung.

D. R. P. 328 197. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 8. 2. 14, ausgegeben 17. 7. 20.

1. Verfahren zur Wahrnehmbarmachung radiotelegraphischer Zeichen durch Beeinflussung einer an der Empfangsstelle erzeugten und auf einen Indikator wirkenden Dauerschwingung, dadurch gekennzeichnet, daß die ankommenden Zeichen auf eine der die Schwingungszahl bestimmenden Konstanten so zur Wirkung gebracht werden, daß ein Umschlag auf eine andere Schwingungszahl eintritt.

Die Änderung der Schwingungszahl beim Eintreffen von Empfangsenergie erfolgt durch Änderung der Selbstinduktion, z. B. durch Verwendung von Eisen, in dem Schwingungskreise, das Eisen wird dabei einer konstanten oder veränderlichen Hilfsmagnetisierung unterworfen und die Änderung der Schwingungszahl beim Eintreffen von Empfangsenergie erfolgt durch Einwirkung eines veränderlichen Widerstandes auf Kapazität oder Selbstinduktion des Schwingungskreises.

Der veränderliche Widerstand soll aus einem Detektor, einem un-

vollkommenen Kontakt, einem Widerstandsdraht oder einem wellenempfindlichen Salz bestehen und die von den Empfangswellen zu beeinflussenden Schwingungen sollen durch Interferenz zweier z. B. durch

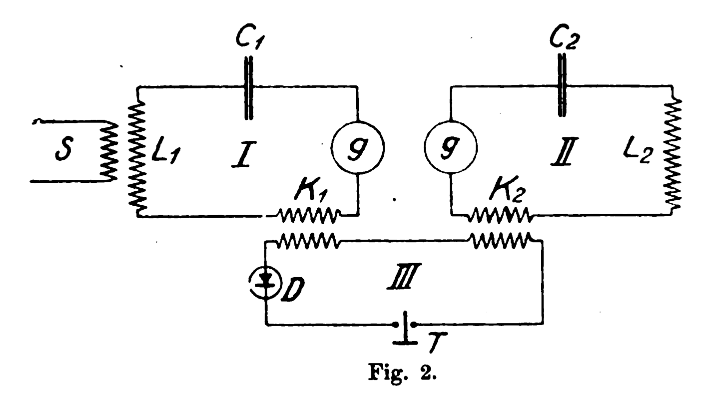


Fig. 2.

eine Kathodenröhre kontinuierlich erregter Schwingungskreise (vgl. hierzu die zugehörige Schaltungsanordnung nach Fig. 2) erzeugt werden.

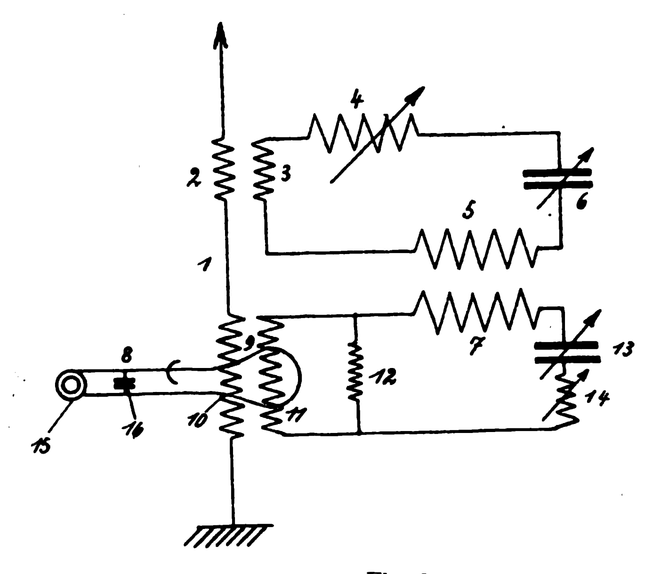


Fig. 3.

Die Schwingungszahl der Kreise (I und II, Fig. 2) soll dabei möglichst hoch und die Differenz der Schwingungszahlen so gewählt werden, daß

die resultierende Schwingung oberhalb oder unterhalb der Hörbarkeitsgrenze liegt.

D. R. P. 320 433. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Dr. Siegmund Loewe in Berlin. Vom 13. 7. 15, ausgegeben 17. 9. 20.

1. Anordnung zum Empfang elektrischer Schwingungen, dadurch gekennzeichnet, daß unter Vertauschung der Wirkungen von Antenne und Empfangskreis in den Antennenkreis eine Induktanz eingefügt ist, welche durch Regelung von Amplitude und Phase eines von einer Hilfsspule erzeugten Hilfsfeldes ganz oder teilweise aufgehoben werden kann, wobei diese Kompensation an einem Lautstärkeminimum in einem in das Spulenfeld gebrachten Prüfkreis beobachtet werden kann.

2. Anordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Empfangsenergie aus der Antenne oder dem Gegenstromkreis allein oder den beiden unter Berücksichtigung der Phase entnommen wird. Fig. 3 zeigt diese Anordnung.

Richtungstelegraphie und Ortsbestimmung.

D. R. P. 328 274. Dr.-Ing. Leo Pungs in Charlottenburg. Vom 6. 5. 17, ausgegeben am 26. 10. 20.

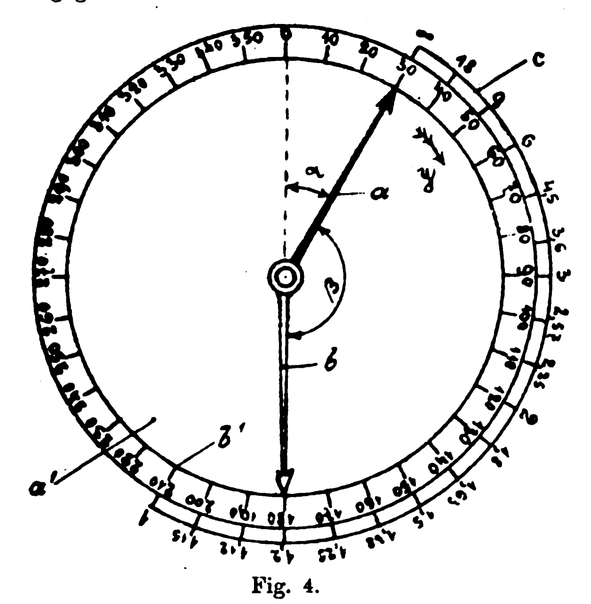


Fig. 4.

1. Verfahren zur Feststellung der Richtung eines Empfangsortes zu einer Sendestation, im besonderen zu einer funkentelegraphischen

Sendestation, von der gerichtete Zeichen einer bestimmten Reihenfolge ausgehen und am Empfangsort sich als Töne von wechselnder Lautstärke bemerkbar machen, dadurch gekennzeichnet, daß mit Hilfe zweier zu gleicher Zeit und mit gleicher Geschwindigkeit auf einer die Raumrichtungen enthaltenden Einteilung sich bewegender Zeiger zwei aufeinanderfolgende Tonminima festgestellt und unter Benutzung des Verhältnisses der beiden Abstände der beweglichen Zeiger die wahre Richtung errechnet wird.

2. Vorrichtung zur Ausführung des Verfahrens nach Anspruch 1. gekennzeichnet durch eine Stoppuhr mit zwei einzeln abstoppbaren

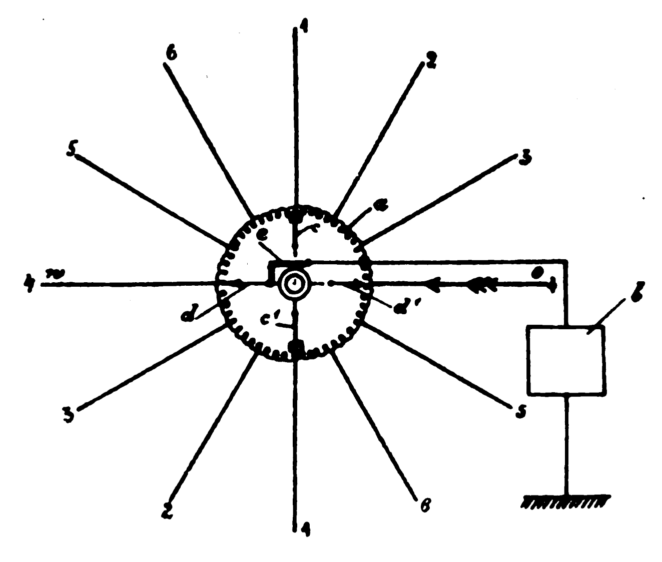


Fig. 5.

Zeigern, die sich mit gleicher Geschwindigkeit bewegen und deren Umlaufzeit eine andere sein kann als die des Sendeschalters.

3. Ausführungsform der Einrichtung nach Anspruch 2, gekennzeichnet durch eine drehbare Skala e, auf der Zahlen zum unmittelbaren Umrechnen des festgestellten Richtungswinkels α in den richtigen Raumwinkel enthalten sind. Fig. 4 zeigt die Skalen und Zeiger der Stoppuhr.

D. R. P. 328 273. Dr.-Ing. Hans Harbich in Berlin-Steglitz. Vom 5. 5. 17, ausgegeben am 26. 10. 20.

Antennen-Suchschalter für Richtungsanlagen, gekennzeichnet durch

eine um $\pm 90^0$ zu den Bürstenpaaren c, c^1 des Suchschalters versetztes Hilfsbürstenpaar d, d^1 und einen Schalter e, durch welchen je ein mit den Hilfsbürsten d, d^1 verbundener Antennenzweig an den Empfänger angeschlossen werden kann, zum Zwecke, bei unveränderter Stellung des Suchschalters die Seitenbestimmung nach Feststellung der allgemeinen Richtung ermitteln zu können. Fig. 5 zeigt diesen Antennensuchschalter.

D. R. P. 328 275. Dr.-Ing. Hans Harbich in Berlin-Steglitz. Vom 15. 5. 17, ausgegeben am 26. 10. 20.

Antennensuchschalter für Richtungsanlagen, gekennzeichnet durch eine solche Anordnung bzw. Ausgestaltung der Schalterbürsten, daß

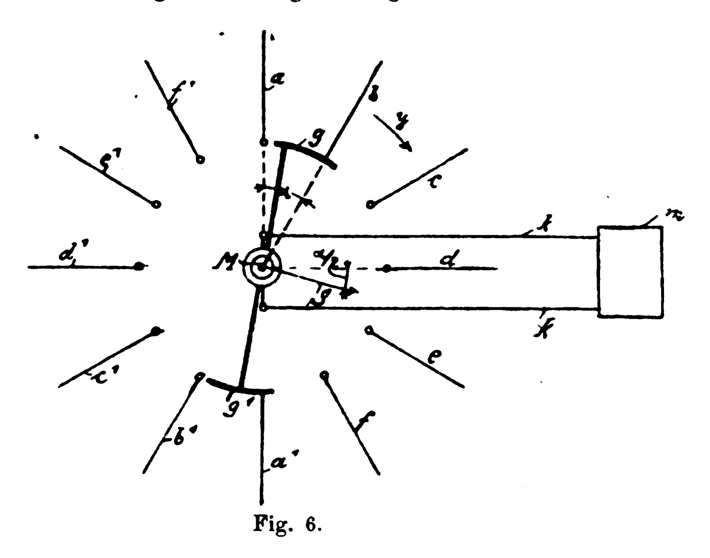


Fig. 6.

bei einem gewissen Drehwinkel des Suchschalters im Verlauf der Schaltbewegung bei der einen Bürste mindestens eine um Eins kleinere Anzahl von Antennen eingeschaltet ist wie bei der anderen Bürste.

Fig. 6 zeigt einen schematischen Grundriß einer Richtungsanlage mit einem Suchschalter, dessen Bürsten jeweils nur eine Antenne an den Empfänger anschließen, Fig. 7 eine entsprechende Darstellung, bei der mehrere aufeinanderfolgende Antennen von den Bürsten des Suchschalters überdeckt werden.

D. R. P. 328 276. Dr.-Ing. Leo Pungs in Charlottenburg. Vom 2. 3. 18, ausgegeben am 26. 10. 20.

1. Schaltung für Richtungsanlagen mit Vielfachantennen, dadurch

gekennzeichnet, daß zwei gemeinsam drehbare Bürstenpaare (h, h^1) und (i, i^1) angeordnet sind, die einen bestimmten Winkel miteinander bilden und so mit dem Sender oder Empfänger verbunden sind, daß durch eine automatische Unterbrecheranordnung, z. B. eine rotierende Walze (k) abwechselnd das eine und das andere Bürstenpaar mit dem Sender oder Empfänger (m) verbunden wird. (Siehe Fig. 8).

2. Verfahren bei der Benutzung der Schaltung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß durch die bisher gebräuchliche Beobachtung des Lautminimums nur die ungefähre Lage einer Sendestation

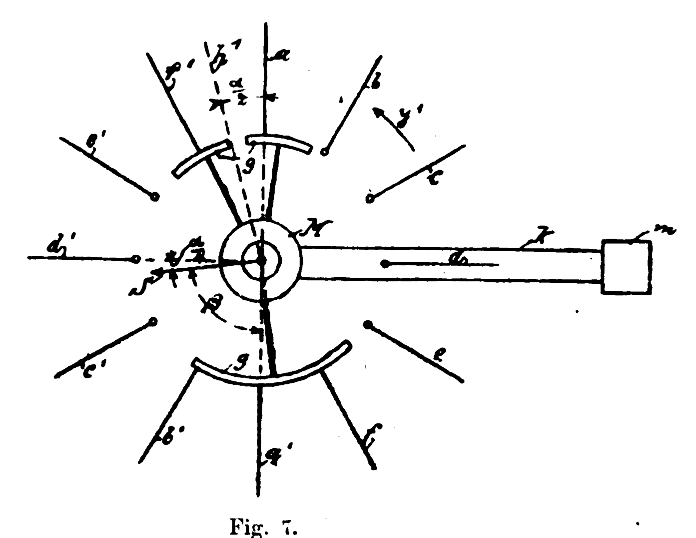


Fig. 7.

zu einer Empfangsstation festgelegt wird, und die genaue Bestimmung dadurch erfolgt, daß man beobachtet, bei welcher Bürstenstellung auf der Empfangsstation ein möglichst gleichmäßiger Ton mittlerer Intensität gehört wird, wobei die Verbindungslinie beider Stationen mit der Mittellinie zwischen zwei solchen einander benachbarten Bürsten (i, h^1) zusammenfällt, in deren Winkelgebiet die durch Beobachtung des Lautminimums ermittelte ungefähre Richtung fällt.

3. Ausführungsform nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß bei Verbindung des einen Bürstenpaares (h, h^1) in dem Sender ein anderes Zeichen gegeben wird, als bei Verbindung des anderen Bürstenpaares (i, i^1) mit dem Sender, um in einfacher Weise feststellen zu können, von welcher Antenne in Richtung auf die Empfangsstation Wellen von minimaler Intensität ausgestrahlt werden.

4. Verfahren bei Benutzung der Schaltung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß bei einem von 90° abweichenden Bürstenwinkel zur Ermittelung der gegenseitigen Lage einer Sendestation zu einer Empfangsstation, die zwei einen Winkel von 90° miteinander bildenden Bürstenstellungen beobachtet werden, bei denen auf der Empfangsstation ein einziger gleichmäßiger Ton gehört wird, dessen Intensität bei der einen Stellung kleiner ist, als bei der dazu senkrechten, wobei die gesuchte Verbindungslinie beider Stationen mit der

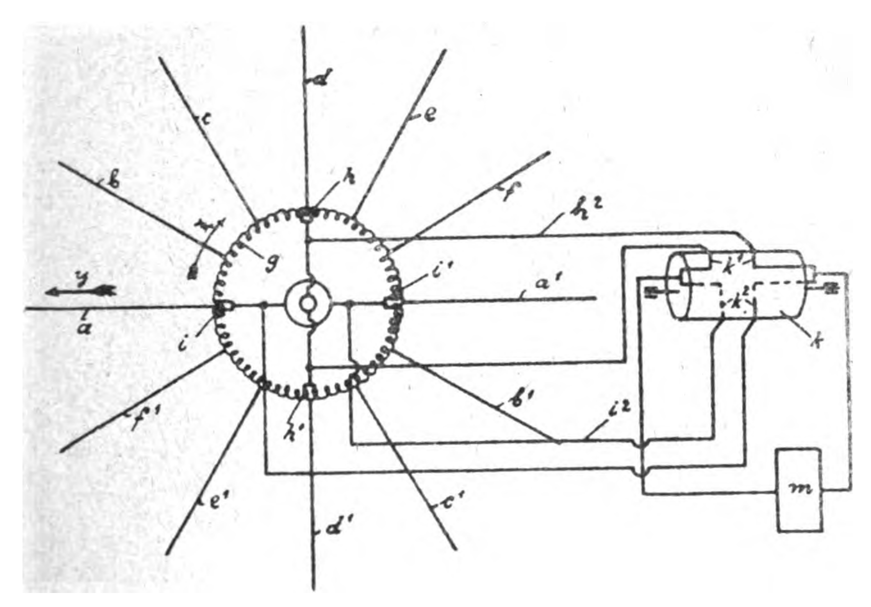


Fig. 8.

Mittellinie zwischen zwei einander benachbarten und einen stumpfen Winkel miteinander bildenden Bürsten zusammenfällt, wenn auf der Empfangsstation der gleichmäßige Ton von der geringeren Lautstärke auftritt.

D. R. P. 328 277. Dr.-Ing. Leo Pungs in Charlottenburg. Vom 26. 4. 18, ausgegeben am 27. 10. 20.

Richtungsweiser für ungedämpfte Wellen mit Überlagerungsempfang mit zwei abwechselnd arbeitenden Senderantennen, dadurch gekennzeichnet, daß der Überlagerer auf eine Schwingungszahl eingestellt wird, die gleich dem arithmetischen Mittel aus den Schwingungszahlen der beiden Senderantennen ist.

D. R. P. 328 278. Dr.-Ing. Leo Pungs in Charlottenburg. Vom 11. 5. 18, ausgegeben am 26. 10. 20.

Schaltung für Sende-Richtungsanlagen der drahtlosen Telegraphie mit kontinuierlicher Richtungsänderung, dadurch gekennzeichnet, daß zwischen Sender und Senderantenne ein Unterbrecher eingeschaltet ist, so daß auf der Empfangsstation nicht ein einziger fortlaufender Ton, sondern eine Reihe kürzerer Tonimpulse in geeigneten Zwischenräumen entsteht, zu dem Zwecke, eine möglichst scharfe Einstellung des Lautminimums zu ermöglichen.

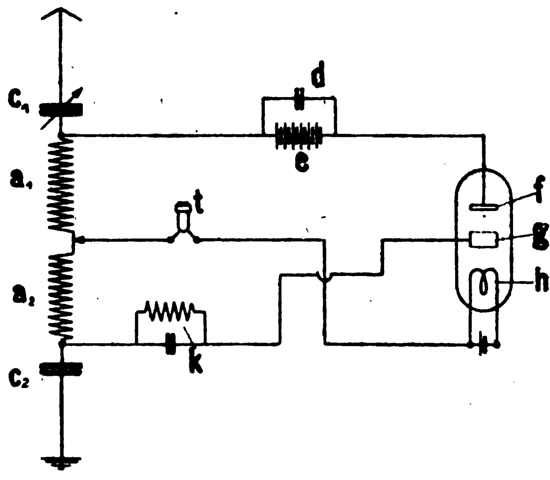


Fig. 9.

D. R. P. 328 279. Dr.-Ing. Hans Harbich in Berlin-Steglitz und Dr.-Ing. Leo Pungs in Charlottenburg. Vom 1. 3. 19, ausgegeben am 27. 10. 20.

1. Schaltung für die Richtungstelegraphie mit Vielfachantennen, dadurch gekennzeichnet, daß ein Stromkreis mit einstellbaren Abstimmmitteln (Abstimmkreis) abwechselnd mit den keine veränderlichen Abstimmittel enthaltenden Antennen derart fest gekoppelt wird, daß durch Änderung der Abstimmittel im Abstimmkreis das gesamte System (Antennen mitsamt dem Abstimmkreis) auf die Frequenz einer beliebigen Empfangs- oder Sendewelle eingestellt wird.

2. Ausführungsform der Schaltung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Antennen an eine fortlaufende, in sich geschlossene Spule angeschlossen sind.

3. Ausführungsform der Schaltung nach Anspruch 2, dadurch gekennzeichnet, daß die fortlaufende Spule nach Art der Trommelanker für Dynamomaschinen gewickelt wird.

4. Ausführungsform nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Koppelung des Abstimmkreises mit den einzelnen Antennen durch eine bewegliche Spule erfolgt, die ebenfalls als Trommelanker ausgeführt ist.

Schaltungsanordnungen von Entladungs-(Kathodenstrahl-)Röhren.

K. P. 307 193. C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin. Vom 26. 10. 17, ausgegeben am 15. 10. 20.

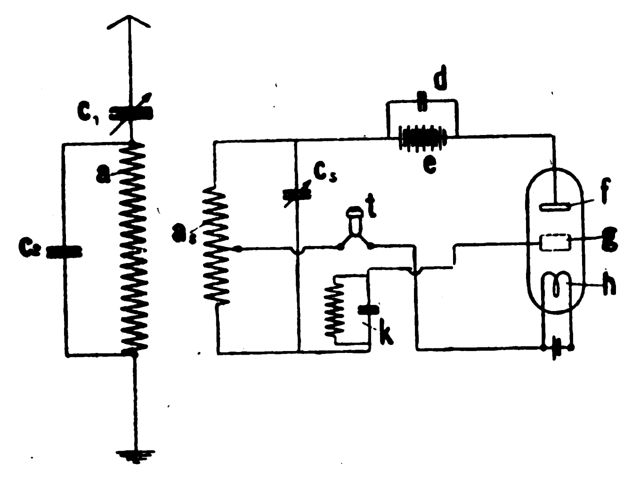


Fig. 10.

1. Schaltungsanordnung für Entladungsröhren mit wenigstens drei Elektroden, dadurch gekennzeichnet, daß zwecks Vermeidung einer Rückkoppelungsspule die Kathode im oder in der Nähe des Spannungsknotens der im Schwingungskreis liegenden Koppelungsselbstinduktion abgezweigt ist (siehe Fig. 9).

2. Schaltungsanordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß bei Primärschaltung die Antennenkoppelungsspule in der Mitte oder annähernd der Mitte (Abzweigung der Kathode) Nullpotential hat, zweckmäßig durch Verwendung eines Erdkondensators.

3. Schaltungsanordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß bei Sekundärschaltung die Kathode von der Selbstinduktion des Sekundärkreises derart abgezweigt ist, daß zwischen Kathode und Gitter

ein geringeres Spannungsgefälle herrscht wie zwischen Anode und Gitter (Fig. 10).

4. Schaltungsanordnung nach Anspruch 3, dadurch gekennzeichnet. daß parallel zur Antennenselbstinduktion eine Kapazität geschaltet ist, deren Größe der Eigenkapazität der Röhre und ihren zusätzlichen Kapazitäten entspricht.

5. Schaltungsanordnung nach Anspruch 1, 2 oder 3, dadurch gekennzeichnet, daß der Indikator (für Empfang) bzw. Taste (für

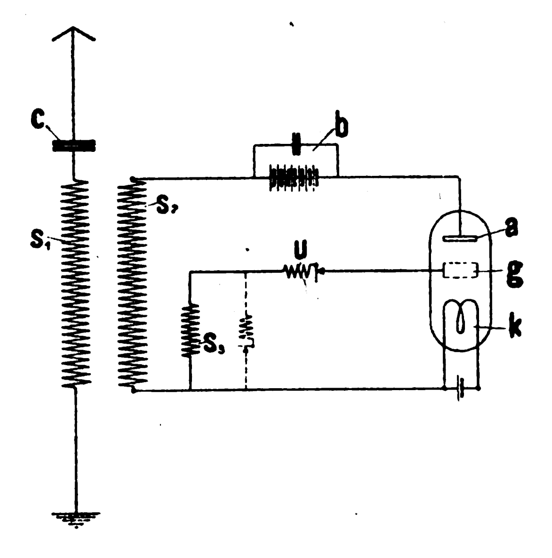


Fig. 11.

Senden) in der Abzweigung (Nulleitung) der Kathode von der Selbstinduktion vorgesehen ist zu dem Zweck, Kapazitätsänderungen (durch Berühren) zu vermeiden.

K. P. 305 503. C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin. Vom 21. 11. 17, ausgegeben am 15. 10. 20.

1. Verfahren zum Tonsenden in der drahtlosen Nachrichtenübermittelung mittels Kathodenstrahlröhren oder trägheitslosen Relais, dadurch gekennzeichnet, daß der Hilfselektrodenkreis (Gitterkreis) rhythmisch, beispielsweise durch einen magnetischen Selbstunterbrecher gesteuert wird zwecks rhythmischer Beeinflussung der Gitterspannung.

2. Schaltungsanordnung zur Ausführung des Verfahrens nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß der Unterbrecher parallel zur Koppelungsspule des Gitterkreises liegt.

3. Schaltungsanordnung zur Ausführung des Verfahrens nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß eine rhythmische Beeinflussung der Gitterspannung durch periodische Änderung eines im Gitterkreis angeordneten Widerstandes erfolgt. Fig. 11 zeigt eine solche Anordnung.

D. R. P. 328 272. Dr.-Ing. Hans Harbich in Berlin-Steglitz und Dr.-Ing. Leo Pungs in Charlottenburg. Vom 17. 2. 18, ausgegeben am 26. 10. 20.

1. Empfängerschaltung für drahtlose Telegraphie, bei der den ankommenden Schwingungen von hoher Frequenz Schwingungen von

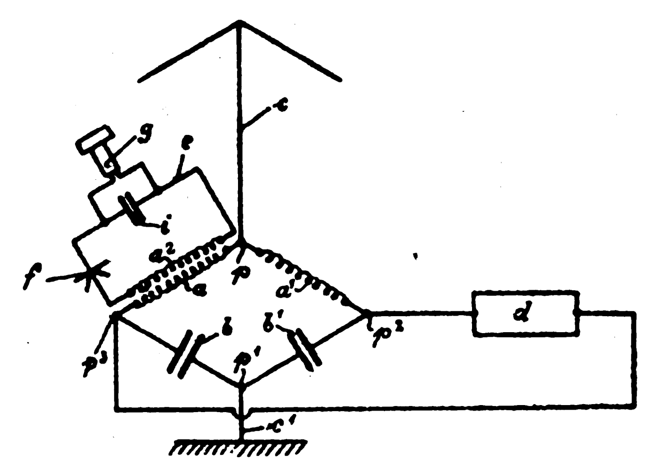


Fig. 12.

nahezu gleicher Frequenz überlagert werden (Überlagerungsempfang), dadurch gekennzeichnet, daß die von dem Überlagerer erzeugte Spannungsdifferenz innerhalb der Empfängeranlage aufgehoben wird und in der Antenne nicht zur Wirkung gelangt, was z. B. durch eine Schaltung nach Art der Wheatstoneschen Brücke oder durch eine Vakuumröhre oder durch eine sonst geeignete Schaltungsanordnung werden kann.

2. Ausführungsform nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Antenne (*c*) an zwei gegenüberliegende Eckpunkte und der Überlagerer (*d*) an die beiden anderen Eckpunkte einer Wheatstoneschen Brücke angeschlossen sind, in deren Zweigen Induktionsspulen (a, a^1) und Kondensatoren (b, b^1) von solchen elektrischen Abmessungen eingeschaltet sind, daß an den Eckpunkten, an denen die Antenne angeschlossen ist, keine Potentialdifferenz auftreten kann (siehe Fig. 12).

3. Ausführungsform nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß der Detektorkreis als Wheatstonesche Brücke derart geschaltet ist, daß die beiden Spulen (a und a^3) des Detektorkreises in der Spule (a) der Antenne zwei gleiche, aber entgegengesetzt gerichtete Schwingungen erzeugen und der Überlagerer infolgedessen auf die Antenne keine Schwingungen übertragen kann (siehe Fig. 13).

4. Ausführungsform nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß der Überlagerer (d) direkt, die Antenne (c) unter Zwischenschaltung

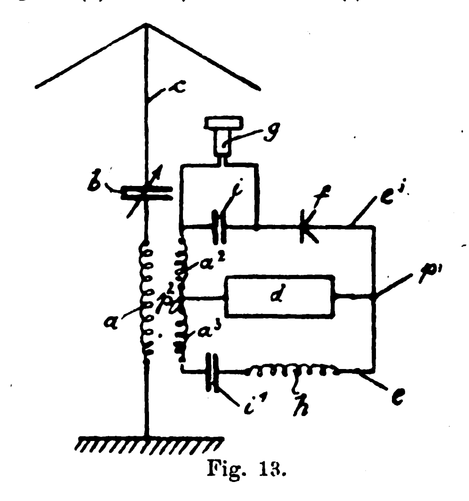


Fig. 13.

einer Vakuumröhre (m) mit dem Detektorenkreis (e) gekoppelt sind (siehe Fig. 14).

D. R. P. 319 511. Dr. Erich F. Huth, G. m. b. H. in Berlin. Vom 24. 3. 18, ausgegeben am 6. 3. 20.

1. Einrichtung zum Senden, Empfangen uud Verstärken ungedämpfter Schwingungen, dadurch gekennzeichnet, daß an Stelle besonderer Batterien für jeden dieser Zwecke eine Unterteilung und Umgruppierung von Batterien entsprechend dem jeweiligen Verwendungszweck vorgesehen ist und die Umgruppierung und Unterteilung gleichzeitig und zwangläufig mit dem Umschalten von Senden auf Empfang erfolgt.

2. Einrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Heizbatterie für die Senderöhre beim Empfang zwangläufig mit der Umschaltung von Senden auf Empfang in zwei voneinander elektrisch und mechanisch völlig getrennte Teile zerlegt wird, deren einer die Detektorröhre und deren anderer die Verstärkerröhren speist.

D. R. P. 328 271. Dr.-Ing. Leo Pungs in Charlottenburg. Vom 13. 2. 19, ausgegeben am 26. 10. 20.

1. Verfahren zur drahtlosen Telephonie mittels Röhrensender und Verstimmung des Antennenkreises, dadurch gekennzeichnet, daß eine Rückwirkung der Antennenabstimmung auf die von dem Röhrensender erzeugte Wellenlänge verhindert und der Antenne die von ihrer Abstimmung unabhängige Frequenz der Röhre zwangsweise aufgedrückt wird.

2. Ausführungsform zur Anwendung des Verfahrens nach An-

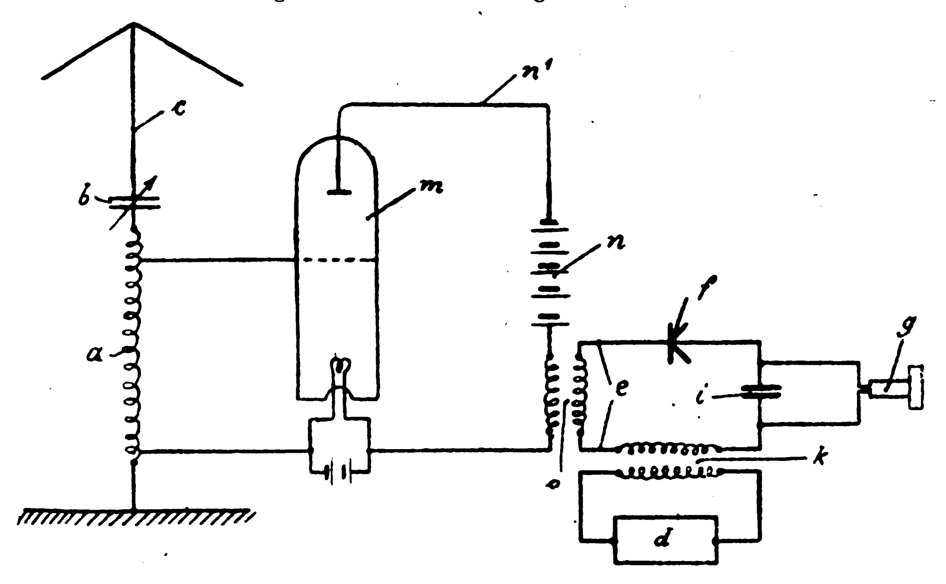


Fig. 14.

spruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß als Generator eine Vakuumröhre verwendet wird, die durch eine in normaler Weise geschaltete zweite Röhre fremd erregt wird.

3. Ausführungsform zur Anwendung des Verfahrens nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß ein in normaler Weise geschalteter Röhrensender mit der Antenne außerordentlich lose gekoppelt wird.

4. Ausführungsform zur Anwendung des Verfahrens nach Anspruch 1 und 3, dadurch gekennzeichnet, daß ein Zwischenkreis verwendet wird.

D. R. P. 327 252. C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin-Tempelhof. Vom 19. 7. 18, ausgegeben am 9. 10. 20.

1. Schaltungsanordnung zur Erzeugung von kontinuierlichem Gleichstrom aus Wechselstrom mittels Gleichrichter zwecks Verwendung derselben als Speisestrom für Röhrensender in der drahtlosen Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß ein aus Kapazität und Selbstinduktion bestehendes System, das auf die Frequenz des Wellenstromes abgestimmt ist, parallel zum Gleichrichter und zum Röhrensender geschaltet ist.

2. Schaltungsanordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß zum Röhrengenerator mehrere auf verschiedene Frequenzen des Wellenstromes abgestimmte Zweige parallel geschaltet sind.

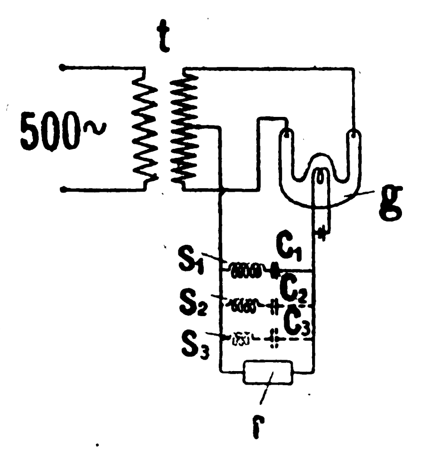


Fig. 15.

In Fig. 15 ist eine solche Schaltungsanordnung beispielsweise dargestellt.

K. P. 306 336. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 7. 3. 17, ausgegeben am 7. 10. 20.

1. Einrichtung zur Verstärkung schwacher elektrischer Schwingungen, insbesondere für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß die schwachen elektrischen Impulse zunächst in einer Kathodenstrahlröhre mit kleinem Sättigungsstrom verstärkt und dann die hierdurch verstärkten Ströme weiteren Kathodenstrahlrelais mit stufenweise zunehmenden Sättigungsströmen zugeführt werden.

2. Ausführungsform der Einrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Röhre mit stärkstem Sättigungsstrom mit einem Relais verbunden ist.

3. Ausführungsform der Einrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Röhre mit stärkstem Sättigungsstrom mit einem Gleichrichter für elektrische Wechselströme verbunden ist, so daß ein akustischer Anrufapparat oder ein Schreiber betrieben werden kann.

D. R. P. 310 605. Siemens & Halske Akt.-Ges. in Siemensstadt b. Berlin. Vom 19. 3. 15, ausgegeben am 6. 8. 20.

Kathodenstrahlröhre mit Glühkathode, bei der die Kathodenstrahlen zur Erzielung einer Relais- oder Gleichrichterwirkung mittels einer sogenannten Hilfselektrode oder auf elektromagnetischem Wege beeinflußt werden und zwischen der Stelle der primären Beeinflüssung und der Glühkathode ein an ein konstantes positives Potential angeschlossener Leiter angeordnet ist, dadurch gekennzeichnet, daß dieser Leiter die fadenförmige Elektrode in Gestalt eines zylindrischen Körpers (schraubenförmig gewundenen Drahtes o. dgl.) umgibt.

D. R. P. 324 494. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Dr. Siegmund Loewe in Berlin. Vom 21. 3. 17, ausgegeben am 31. 8. 20.

Einrichtung für Vakuumröhren mit Gitterelektrode und schwachem Anodenpotential, insbesondere für Verstärker und Schwingungserzeuger, dadurch gekennzeichnet, daß Mittel vorgesehen sind, welche die Elektronen auch bei schwachem Anodenpotential möglichst vollständig der Anode zuführen, z. B. leitende oder nichtleitende, eine negative Ladung tragende Körper oder magnetisch die Elektronenbahn beeinflussende Felder.

D. R. P. 303 322. Johannes Nienhold in Berlin. Vom 31. 3. 15, ausgegeben am 25. 8. 19.

Verfahren zum Betriebe von Entladungsgefäßen mit Glühkathode, die Elektronen aussenden soll, dadurch gekennzeichnet, daß die z. B. durch Berührung mit einer Anode nach Art der Bogenlampenzündung oder durch Wärmestrahlung oder Leitung nach Art der Zündung des Nernstbrenners zum Glühen gebrachte Kathode durch Anwendung hoher Stromstärken von dem Entladungsvorgang selbst in Glut erhalten wird, und zwar unmittelbar durch die auf die Kathode aufprallenden positiven Ionen, mittelbar durch die auf die Kathode geleitete oder gestrahlte Wärme, die durch den Entladungsvorgang im Gase und an der Anode erzeugt wird.

D. R. P. 316 408. Johannes Nienhold in Berlin. Vom 4. 4. 17, ausgegeben am 25. 11. 19.

1. Verstärkungsvorrichtung für schwache Wechselströme, bestehend aus einer Entladungsröhre mit einer Kathode aus einer ein niedriges Kathodengefälle im Edelgas besitzenden Substanz oder einer Legierung

davon im Edelgasraum der Röhre und mit einem Siebe oder mehreren Sieben zwischen der Kathode und der Anode, dadurch gekennzeichnet, daß die Anode behufs verstärkter Auslösung der Hilfsenergie in eine Spitze ausgezogen ist, während die Kathode gegebenenfalls behufs weiterer Herabdrückung des Kathodengefälles durch radioaktives Material bestrahlt wird.

2. Verstärkungsvorrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die eine ständige Glimmentladung unterhaltende Batterie

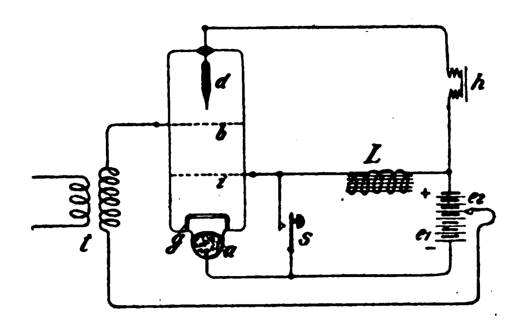


Fig. 16.

(e_1) von geringer Spannung ist, derart, daß sie die Entladung lediglich zu erhalten vermag, während zur Einleitung der Entladung eine große Selbstinduktion (L) mittels einer Taste (s) vorübergehend durch Kurzschließung der Elektronenstrecke (a, i) in den Stromkreis der Batterie (e_1) eingeschaltet ist (siehe Fig. 16).

3. Verstärkungsvorrichtung nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß ein Schirm aus Blei oder einem anderen radioaktive Strahlen absorbierenden Material derart angeordnet ist, daß nur die Kathode und der Kathodendunkelraum bestrahlt, der übrige Teil der Zelle jedoch gegen radioaktive Bestrahlung geschützt wird.

D. R. P. 318 619. Johannes Nienhold in Berlin. Vom 16. 5. 17, ausgegeben am 6. 2. 20.

1. Vorrichtung zum Gleichrichten von hoch- und niederfrequenten Wechselströmen, dadurch gekennzeichnet, daß in den Stromkreis des Wechselstromes, der zugleich den Gleichstromverbraucher enthält, ein in Edelgas zwischen einer Kathode aus elektropositiver Substanz (z. B. einem Alkalimetall) und einer Anode aus elektronegativer Substanz (z. B. Konstantan, Kupfer usw.) übergehender Glimmbogen von nur etwa 12 bis 15 Volt Spannung eingeschaltet ist.

2. Vorrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Alkalikathode mit großer Oberfläche, dagegen die Metallanode mit möglichst kleiner Oberfläche versehen ist.

3. Vorrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß mehrere Glimmbogen in Reihe miteinander geschaltet sind.

D. R. P. 319 806. Johannes Nienhold in Berlin. Vom 7. 12. 16, ausgegeben am 30. 3. 20.

1. Verstärkungsvorrichtung für schwache Wechselströme mittels Edelgasentladungsröhre, dadurch gekennzeichnet, daß das Steuergitter aus dem eigentlichen Entladungsfeld entfernt ist, und zwar entweder elektrisch, indem zwischen der aus elektropositiver Substanz bestehenden Kathode und dem Steuergitter eine vierte Elektrode angeordnet wird, welche bei Anlegung von etwa 100 Volt Spannung zwischen sich und der Kathode eine gesonderte, nur als Elektronenquelle dienende konstante Glimmlichtentladung erzeugt und gegenüber dem Steuergitter ein positives Potential besitzt, so daß die aus dem Glimmlichtraum austretenden Elektronen ein als elektrostatische Sperrung wirkendes Gegenfeld durchlaufen, oder mechanisch, indem das Steuergitter auf der Außenseite der Röhre oder in einer Falte der Innenwandung angeordnet oder als ein Netz aus isoliertem Draht ausgebildet wird.

2. Verstärkungsvorrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß beide im Anspruch 1 genannten Vorkehrungen gleichzeitig an der Röhre vorhanden sind.

D. R. P. 312 391. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 19. 8. 17, ausgegeben am 30. 9. 19.

Vakuumröhre zur Schwingungserzeugung, dadurch gekennzeichnet, daß die Oberfläche der Röhre durch Anordnung von in der Richtung des aufsteigenden Luftstromes verlaufenden Rippen oder Wellen in der Glaswandung künstlich vergrößert ist, zum Zweck, die Wärmeableitung zu steigern.

D. R. P. 310 034. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 16. 12. 17, ausgegeben 7. 10. 19.

Vakuumverstärker oder Schwingungserzeuger, dadurch gekennzeichnet, daß zwecks einer extremen gegenseitigen Annäherung aller Teile zwischen Glühfaden und Gitter einerseits, Gitter und Anode andererseits ein festes Isoliermittel angeordnet ist.

Die Elektroden sind zu diesem Zwecke derart angeordnet, daß die Bahn des Elektronenstromes von einem Gitterfelde gekreuzt wird, welches von der Kante des Gitters ausgeht. Das Gitter ist perforiert oder auch felgenartig und die Anode zylindrisch oder ebenfalls felgenartig ausgebaut, auch kann die Anode kürzer als das Gitter gewählt sein.

Literaturverzeichnis.

Abraham, Max, Sitzungsber. der Berl. Math. Ges. 18, S. 13, 1920. Ein Problem der Elektrostatik.

Admirality Notice to Mariners, S. 363, 524, 1920. Ref. Wireless World 8, S. 104, 1920. Rad. Rev. 1, 13, S. 683, 1920. Direction Finding Stations.

Arco, Graf G. v., Elektrot. Ztschr. 41, 40, S. 785, 1920. Drahtlose Nachrichtenübermittelung für Überlandwerke.

Ballantine, S., Phys. Rev. (2) 15, S. 409, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 13, S. 667, 1920. On the Input Impedance of the Thermionic Amplifier.

Barkhausen, H., S.-A. aus den Verbandsmitteilungen der Vereinigung Dresdener Bezirksverein Deutscher Ingenieure und Dresdener Elektrotechnischer Verein, 1919. Die neue Vakuumröhre und das Hörbarmachen ganz schwacher Wechselströme.

Bateman, H., Tôhoku Math. Journ. 13, S. 205, 1918. On a Solution of the Wave Equation.

Boucheron, P. H., El. Exp. 7, S. 906, 949, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 13, S. 669, 1920. Radio Compass.

— ebenda 8, S. 57, 107, 1920. A One-tube Radiotelegraph and Radiophone transmitter.

Breit, G., Phys. Rev. (2) 16, S. 387, 1920. The Calculation of Detecting and Amplifying Properties of an Electron Tube from its Static Characteristics.

Breitfeld, C., E. u. M. 38, 16, S. 177, 1920. Über Induktionserscheinungen an unsymmetrischen Leitersystemen.

Burstyn, W., Elektrot. Ztschr. 41, 48, S. 951, 1920. Koppelungserscheinungen bei ungedämpften Schwingungen.

Cann, J. O. G., Journ. Eng. Inst. Canada 3, S. 239, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 13, S. 679, 1920. Recent Progress in Wireless Telegraphy.

Catterson-Smith, J. R., Electrician 85, 15, S. 414, 1920. The Design of Intervalve Transformers — Application to Low-Frequency Aperiodic Magnifiers.

Collet, Paule, C. R. 170, S. 1378, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 13, S. 674, 1920. Ztschr. f. Feinmech. 28, 18, S. 137, 1920. Reproduction de la parole par la galène et les ondes entretenues.

— ebenda 25, S. 1489. Ref. Rad. Rev. 1, 13, S. 674, 1920. On Two Types of Current Rectification by Galena.

Corret, P., T. S. F. Moderne 1, S. 50, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 13, S. 683, 1920. The Times of Transmission of the Principle Wireless Stations.

Deeter, E. L., El. Exp. 7, S. 1284, 1344, 1920. Selective Wireless Control.

Demuth, Walter, Electrot. Ztschr. 41, 45, S. 891, 1920. Festigkeitsuntersuchungen an technischem Porzellan.

Eccles, W. H., Nature 105, S. 519, 1920. Wireless Telephony.

— and **F. W. Jordan,** Electrician 85, 7, S. 176, 1920. A Method of Amplifying Electrical Variations of Low Frequency.

Eckersley, P. P., ebenda 8, S. 207. Duplex Wireless Telephony: Some Experiments on Its Application to Aircraft.

El. Exp. 7, S. 661, 707, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 13, S. 679, 1920. Submarine's Underwater Radio.
— ebenda S. 662. Nauen Radio opened again.
— ebenda S. 779, 828. Modern American Radio Apparatus.
— ebenda S. 781. Radio guides Ship through Fog.
Electrician 84, 26, S. 698, 1920. Wireless for the Army.
— ebenda 85, 7, S. 189, 1920. Merchant Shipping (Wireless Telegraphy) Rules.
Électricien 50, S. 115, 1920. Regulations for Small Wireless Receiving Stations.
Elektrot. Rundsch. 37, 19, Beilage (Polytechnische Rundschau), S. 65, 1920. Drahtlose Bildtelegraphie.
Elektrot. Umsch. 8, 17, S. 266, 1920. (Ref. über A. Gothe, Arch. f. Elektrot. 9, 1, S. 1, 1920.) Kritische Frequenz und Eigenfrequenz einlagiger Spulen.
— ebenda 18, S. 281. (Ref. über B. Gherardi und F. B. Jewett, Electrician 84, S. 517, 543, 571, 618, 1920). Telephonverstärker. (Relais.)
— ebenda S. 283. (Ref. über C. E. Prince, Electrician 84, S. 448, 1920.) Drahtlose Telephonie auf Flugzeugen.
— ebenda 21, S. 330. (Ref. über W. Rogowski, Arch. f. Elektrot. 9, 2/3, S. 115, 1920, und über W. Rogowski und G. Glage, ebenda S. 120.) Neue Vorschläge zur Verbesserung des Kathodenstrahl-Oszillographen. Neue Versuche mit dem verbesserten Kathodenstrahl-Oszillographen.
Elektrot. Ztschr. 41, 41, S. 819, 1920. Einweihung der Großfunkstation Nauen.
— ebenda 44, S. 873. Neuere Arbeiten des Telegraphenversuchsamts auf dem Gebiete der Funktelegraphie.
Engineering 109, S. 753, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 13, S. 672, 1920. Radiotelegraphy in the Alps.
Ettenreich, Robert, Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 1, S. 49, 1920. Die Erzeugung kurzer Hertzscher Wellen mit Vakuumröhren nach Barkhausen.
— ebenda S. 66. Über Hochfrequenzverstärker und Rahmenantennen.
Ever. Eng. Mag. 9, S. 153, 1920. A Two-Stage Amplifier.
Foley, Arthur L., Phys. Rev. (2) 16, S. 449, 1920. A Photographic Method of Finding the Instantaneous Velocity of Spark Waves.
de Gallaix, H., El. Exp. 7, S. 1126, 1214, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 13, S. 681, 1920. Invisible Optic Telegraphy by Infra-red Rays.
Gossling, B. S., Electrician 85, 18, S. 494, 1920. The Development of Thermionic Valves for Naval Uses.
Gowen, R. F., El. Exp. 7, S. 1281, 1326, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 13, S. 663, 1920. Some Long-distance Radiotelephony Tests.
Hahn, W., Elektrot. Ztschr. 41, 37, S. 727, 1920. Versuche zur Übermittelung von Nachrichten mit drahtloser Telephonie.
Hak, J., ebenda 48, S. 954. Zur Berechnung von Drosselspulen.
Hawkins, L. A., Ever. Eng. Mag. 9, S. 130, 1920. The Langmuir Condensation Pump.

Henning, Helios-Export-Ztschr. **26,** S. 2903, 1920. Ein neues, verbessertes Modell der Wommelsdorf'schen Kondensatormaschine.

Hoffmann, Herbert, Diss. T. H. Dresden, Verl. M. Krayn, Berlin, 1920. Über die Verwendung von Spulen an Stelle von Antennen beim Empfang in der drahtlosen Telegraphie.

Hopwood, F. Lloyd, Phys. Soc. London, May 14, 1920. Nature **105,** S. 473, 1920. Experiments on the thermionic properties of hot Filaments.

Howe, G. W. O., Electrician 85, 11, S. 298, 1920. The Efficiency of Aerials and the Power Required for Long-distance Transmission.

Hulburt, E. O. and **G. Breit,** Phys. Rev. (2) **16,** S. 408, 1920. The Detecting Efficiency of the Single Electron Tube.

Hund, August, E. u. M. 38, 26, S. 289; 34, S 393; 37, S. 430, 1920. Bisymbolische Gleichungen und deren Verwendung in der Elektrotechnik.

Jaeger, W., Elektrot. Umsch. 8, 28, S. 355, 1920. Die Kettenleiter.

Jones, E. T., El. Exp. 7, S. 782, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 13, S. 676, 1920. Locating Submarines by Audion Siphoning.

Jouaust, N., Bull. Soc. d'Encouragement p. l'Ind. Nat. **131,** S. **408,** 1919. Ref. Rev. Scient. 58, S. 307, 1920. Rad. Rev. 1, 13, S. 681, 1920. Earth Current Telegraphy.

Journ. tél. 44, 9, S. 133, 1920. Signaux horaires et radiotélégrammes météorologiques transmis chaque jour par la station de la Tour Eiffel.

Kollatz, C. W., Ztschr. f. Feinmech. 28, 19, S. 151, 1920. Der Fernhörer mit erhöhtem Wirkungsgrad nach Dr. Seibt.

— ebenda 22, S. 167. Der Kapazitäts-Sprechfilm nach Walz und Meusser.

Latour, Marius, El. World **76,** 11, S. 521, 1920. Development of Electron Tubes. I.

Mac Callum, H., Electrician 85, 10, S. 263, 1920. Wireless in the Mercantile Marine.

Mallett, R. A., Model Engineer **42,** S. 484, 500, 536, 560, 578, 1920. The Action of the Wireless Telephone.

Marin, F., Electricien **49,** S. 132, 1919. Ref. Sc. Abstr. 23B, S. 67, 1920. Rad. Rev. 1, 13, S. 675, 1920. A New Amplifier.

Micchiardi, B., G. Pession and **G. Vallauri,** Electrician 85, 16, S. 445, 1920. Radio-Telegraphic Station at Rome.

Mundt, W. O., El. Exp. 7, S. 1030, 1088, 1920. Radiotelephony and the Aeroplane.

Peirce, W. E., Telegr. and Teleph. Age 38, S. 286, 1920. A Sensitive Telegraph Receiver.

Press, A., Electrician 85, 18, S. 492, 1920. Antenna Form Factors.

Puccianti, Luigi, Cim. (6) **19,** S. 143, 1920. Un risonatore aperto chiuso per lo studio delle onde elettro-dinamiche.

Rev. Gén. de l'Él. 7, S. 35B, 1920. A Swedish Radiotelegraphic Invention.

Rogers, E. S., Rad. Am. News 1, S. 343, 1920. Construction of a Simple Radio Telephone.

Rogowski, W., Arch. f. Elektrot. **9,** 5, S. 191, 1920. Über Gleichstrommaschinen hoher Spannung zur Speisung von Funkenstationen. Ihre Belastung und Spannungsgefahr.

Romanoff, W., Journ. d. Russ. Phys.-Chem. Ges., Ph. T. 50, S. 57, 1918. (Russisch.) Über eine Methode der Erregung und über die Dämpfung der kurzen elektrischen Wellen an Drähten.

Rosenthal, Ernst und **Felix Singer,** Elektrot. Ztschr. 41, 36, S. 705, 1920. Die mechanischen Eigenschaften des Porzellans und exakte Prüfungsmethoden zu ihrer Bestimmung.

Sattelberg, O., Elektrot. Umsch. 8, 23, S. 358, 1920. Nachrichtenanlagen für Überlandwerke.

Science Abstr. 23 B, S. 214, 1920. (Ref.) Telegraphy, Telephony and Wireless in the War: Report of the Chief Signal Officer for the Year ended June 30th, 1919.

Scient. Amer. 122, S. 601, 1920. Engl. Mech. 111, S. 244, 1920. The Wireless Hound.

Scott-Taggart, John, El. Rev. 86, S. 549, 1920. Ref. Sc. Abstr. 23 B, S. 325, 1920. Rad. Rev. 1, 13, S. 673, 1920. An Amplifier employing Thermionic Inter-valve Resistance Couplings.

— Electrician 85, 11, S. 301, 1920. The Vacuum Tube in Radio Telephony.

— ebenda 16, S. 441. Continuous Wave Multi-Stage Receiving Circuits employing Retroaction and Self-Heterodyne Principles.

Secor, H. W., El. Exp. 7, S. 1000, 1080, 1920. The Versatile Audion.

Thurn, H., Elektrot. Ztschr. 41, 47, S. 938, 1920. Das englische funktelegraphische Weltprojekt.

— Elektrot. Umsch. 8, 20, S. 309, 1920. Mehrfachtelephonie mit hochfrequenten Wechselströmen.

Wagner, Karl Willy, Elektrot. Ztschr. 41, 36, S. 707, 1920. Betriebserfahrungen im Mehrfachfernsprechen und Mehrfachtelegraphieren mit Hochfrequenz.

— E. u. M. 38, 43, S. 501, 1920. Multiplex-Telephonie und -Telegraphie auf Leitungen mit hochfrequenten Strömen.

Whiddington, R., Phil. Mag. 40, 239, S. 634, 1920. The Ultra-Micrometer: an application of the Thermionic Valve to the measurements of very small distances.

Wommelsdorf, H., Elektrot. Ztschr. 41, 37, S. 726, 1920. Die Kondensatormaschine, ein neuer elektrostatischer Erzeuger hochgespannten Gleichstroms.

Kurze Mitteilungen.

(Mitteilungen aus dem Leserkreis erbeten.)

Drahtlose Musikübertragung. In Verbindung mit den seit einigen Monaten auf Anordnung des Reichspostministeriums von der Hauptfunkstelle Königswusterhausen mit Erfolg ausgeführten Telephonieversuchen ist vor kurzem ein Instrumentalkonzert drahtlos übermittelt worden.

Die über das Ergebnis dieser Musikübertragung vorliegenden Meldungen lauten größtenteils günstig und lassen die großen Fortschritte erkennen, die in letzter Zeit auf dem Sondergebiet der drahtlosen Lautübertragung gemacht worden sind. Einige Empfangsstellen berichten, daß die Lautstärke der tiefen Töne geringer war als diejenige der hohen Töne.

Eine 400 km entfernte Aufnahmestelle hebt hervor, das Konzert sei so deutlich hörbar gewesen, daß man sich an der Stelle des Ursprungs zu befinden glaubte. Außer von den Empfangsstellen im Reich ist das Konzert auch in Luxemburg, Holland, Ungarn und England mitgehört worden. Von allen, selbst von einer 1000 km entfernt liegenden englischen Funkstelle wird die Klarheit und die große Lautstärke der Übermittelung hervorgehoben.

Die Bestrebungen der Reichstelegraphenverwaltung, Maschinentelegraphenapparate auch im Funkverkehr zu verwenden, haben weitere Erfolge gehabt. Dem Wheatstonetelegraphen, über dessen Einführung in den Funkdienst wir vor einiger Zeit berichteten, ist jetzt der Siemens-Schnelltelegraph gefolgt. Nachdem Laboratoriumsversuche ein brauchbares Ergebnis geliefert hatten, wurden neuerdings Versuche im Betriebe zwischen Berlin und Leipzig mit diesem Apparat vorgenommen, die seine Verwendbarkeit im Funkbetriebe bewiesen. An 5 Tagen wurde während der Versuchsstunden der Telegrammverkehr zwischen den genannten Orten drahtlos abgewickelt, so daß die Drahtleitung nicht benutzt zu werden brauchte. Es gelang, 120 Telegramme in der Stunde zu befördern, eine Zahl, die voraussichtlich noch zu steigern ist. Die Versuche werden in erweitertem Umfange fortgesetzt werden.

Jahrbuch

Zeitschrift für

drahtlose Telegraphie und Telephonie

sowie für das Gesamtgebiet der Hochfrequenztechnik

Band 17. März 1921. Heft 3.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: *Prof. Dr. H. Faßbender* ***Berlin-Lichterfelde, Enzianstrasse Nr. 1,*** zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Abonnements und Inserate sind an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39* zu richten.

Die Trägheit von Thermodetektoren.

Von **J. Zenneck.**

Auf die Trägheit von Detektoren und ihre Bedeutung für den Empfang ist von den verschiedensten Seiten hingewiesen worden. Das Folgende hat nur den Zweck, den Einfluß dieser Trägheit für die wichtigsten in der drahtlosen Telegraphie vorkommenden Fälle unter einfachen Annahmen zu illustrieren.

§ 1. Allgemeine Beziehungen.

Es sei der einfachste Fall vorausgesetzt. Der Thermodetektor sei ein Thermoelement, bestehend aus einem Heizdraht PQR (Fig. 1),

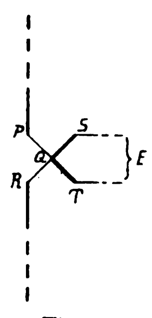


Fig. 1.

welcher die Kontaktstelle Q des Thermoelements SQT erwärmt; der Kreis des Thermoelements sei offen.

Dann ist die der Kontaktstelle pro Sekunde zugeführte Wärmemenge proportional dem Quadrat des Heizstromes $i (= R i^2)$. Der Wärmeverlust pro Sekunde sei $= k \cdot \vartheta$, wenn ϑ den Temperaturunterschied der Lötstelle gegen die Umgebung bezeichnet. Es besteht demnach eine Beziehung der Form

$$c \frac{d\vartheta}{dt} + k \cdot \vartheta = R i^2 \tag{1}$$

worin c den Charakter einer Wärmekapazität besitzt. Es sei ferner angenommen, daß die thermoelektrische Kraft E im Thermoelement der Temperaturdifferenz ϑ proportional, und zwar $= \alpha \vartheta$ sei. Dann folgt für E aus Gleichung (1)

$$\frac{1}{\beta} \cdot \frac{dE}{dt} + E = r\,i^2 \tag{2}$$

wenn $r = \frac{\alpha R}{k}$ und $\beta = \frac{k}{c}$ gesetzt wird.

Ist der Heizstrom i ein Gleichstrom, so wird für den stationären Zustand $E = r\,i^2$. Bei einer Eichung des Thermoelements mit Gleichstrom wird also die Größe r bestimmt; sie soll der „Gleichstromkoeffizient" heißen.

Die Größe $\frac{1}{\beta} = \varrho$ stellt die „Relaxationszeit" des Thermoelements dar. Unterbricht man nämlich den Heizstrom i, so folgt aus Gleichung (2)

$$E = E_0 \cdot e^{-\beta t}$$

(E_0 = Wert von E zur Zeit der Unterbrechung.) Es ist also $\frac{1}{\beta} = \varrho$ die Zeit, nach der die *EMK E* auf den e-ten Teil ihres Anfangswerts herabgesunken ist.

§ 2. Ungedämpfte Schwingungen.

Der Heizstrom möge ein ungedämpfter Hochfrequenzstrom der Form

$$i = J \sin \omega t$$

sein. Dann folgt aus Gleichung (2)

$$E = A\,e^{-\beta t} + \frac{r}{2} J^2 - \frac{r}{2} J^2 \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2\omega}{\beta}\right)^2}} \cdot \cos(2\omega t - \psi) \tag{3}$$

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{2\omega}{\beta} = 4\pi \frac{\varrho}{\tau}$$

wenn τ die Periode des Hochfrequenzstroms bedeutet. Im stationären Zustand, in dem das Glied $A\,e^{-\beta t}$ verschwunden ist, ist also die *EMK E* eine pulsierende Größe, deren Frequenz doppelt so groß ist, als diejenige des Stroms i. Die Gleichstromkomponente derselben ist $= \frac{r}{2} J^2$; sie ist nur bestimmt durch den Gleichstromkoeffizienten r und den Mittelwert der Wärmeentwicklung während jeder Hochfrequenz-Periode. Die Amplitude der Wechselstromkomponente von E

$$= \frac{r}{2} J^2 \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2\omega}{\beta}\right)^2}} = \frac{r}{2} J^2 \frac{1}{\sqrt{1 + \left(4\pi \frac{\varrho}{\tau}\right)^2}}.$$

hängt wesentlich von der Relaxationszeit ab. Nur durch die Relaxationszeit bestimmt ist das Verhältnis der Amplitude der Wechselstromkomponente zur Gleichstromkomponente.

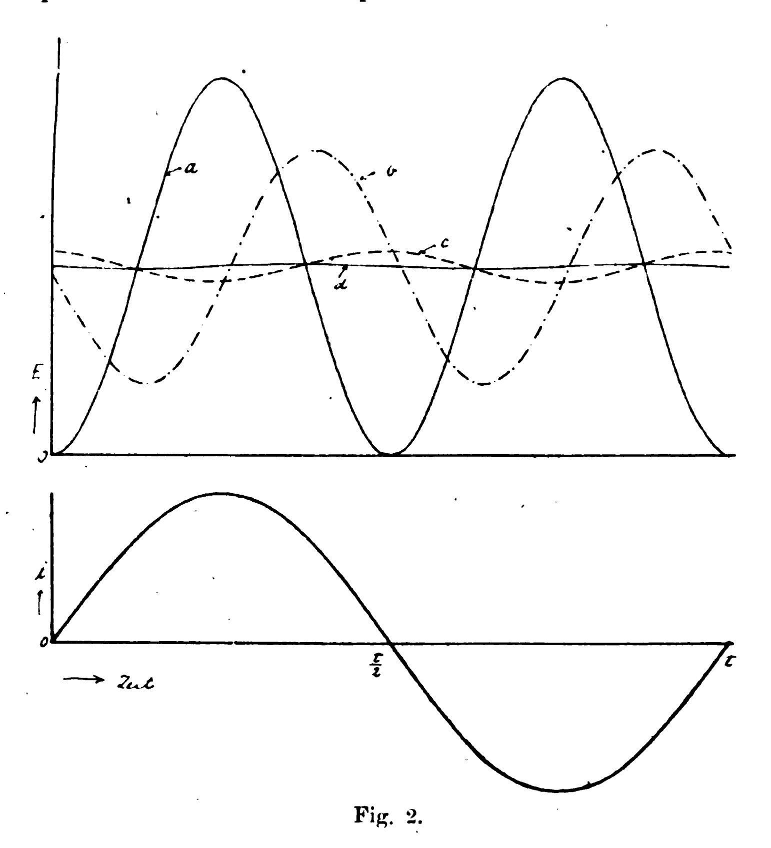


Fig. 2.

In Fig. 2 ist der zeitliche Verlauf von E gezeichnet und zwar in

Kurve a für $\varrho \ll \tau$, in welchem Falle $E = \frac{r}{2} i^2$ ist,

„ b „ $\varrho = \frac{1}{10} \tau$

„ c „ $\varrho = \tau$

„ d „ $\varrho = 10 \tau$

unter der Annahme, daß r in allen Fällen denselben Wert hat.

Schon in dem Falle $\varrho = \tau$ (Kurve c) ist die Amplitude der

Wechselstromkomponente im Verhältnis zur Gleichstromkomponente sehr klein; sie wird um so kleiner, je mehr die Bedingung

$$\left(\frac{2\omega}{\beta}\right) = 4\pi\left(\frac{\varrho}{\tau}\right) \gg 1$$

erfüllt ist. Nimmt man eine mittlere Wellenlänge von 3000 m d. h. $\tau = 1 \cdot 10^{-5}$ sec an, so heißt dies, daß für Relaxationszeiten erheblich größer als 10^{-5} sec und damit für alle wirklich herstellbaren Thermoelemente nur der Mittelwert der Wärmeentwicklung pro Hochfrequenzperiode in Betracht kommt.

§ 3. Gruppen von exponentiell gedämpften Schwingungen.

Wenn der Heizstrom von der Form

$$i = J e^{-\delta t} \cdot \sin \omega t \tag{4}$$

ist, so liefert Gleichung (2)

$$E = A e^{-\beta t} + \frac{r}{2} J^2 \cdot \frac{1}{1 - \frac{2\delta}{\beta}} \cdot e^{-2\delta t} - \frac{r}{2} J^2 \cdot \frac{1}{\sqrt{\left(1 - \frac{2\delta}{\beta}\right)^2 + \left(\frac{2\omega}{\beta}\right)^2}} \cdot e^{-2\delta t} \cdot \cos(2\omega t - \psi) \tag{5}$$

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{2\omega}{\beta} : \left(1 - \frac{2\delta}{\beta}\right)$$

Für herstellbare Thermoelemente ist nach § 2

$$\left(\frac{2\omega}{\beta}\right) = 4\pi \cdot \left(\frac{\varrho}{\tau}\right) \gg 1$$

ferner ist für nicht extrem stark gedämpfte Schwingungen $\frac{\delta}{\omega} \ll 1$.

Daraus folgt, daß für herstellbare Thermoelemente und nicht extrem stark gedämpfte Schwingungen

$$\frac{2\omega}{\beta} \gg \left(1 - \frac{2\delta}{\beta}\right).$$

und daß demnach das 3. Glied in Gleichung (5), das Hochfrequenzglied, gegen das 2. nicht in Betracht kommt. Dieses 2. Glied ist ausschließlich bestimmt durch den Mittelwert $\frac{r}{2} J^2 \cdot e^{-2\delta t}$ der Wärmeentwicklung pro Hochfrequenzperiode.

Wenn die gedämpften Schwingungen der Form von Gleichung (4) in Gruppen mit der regelmäßigen Gruppenfrequenz N erzeugt werden

(z. B. Summererregung), so kommen zu Gleichung (5) hinzu die Grenzbedingungen

$$E_{(t=0)} = E_{\left(t=\frac{1}{N}\right)} = E_{\left(t=\frac{2}{N}\right)} \cdots$$

und die Lösung für die Gruppenperiode $t = 0$ bis $t = \frac{1}{N}$, die sich

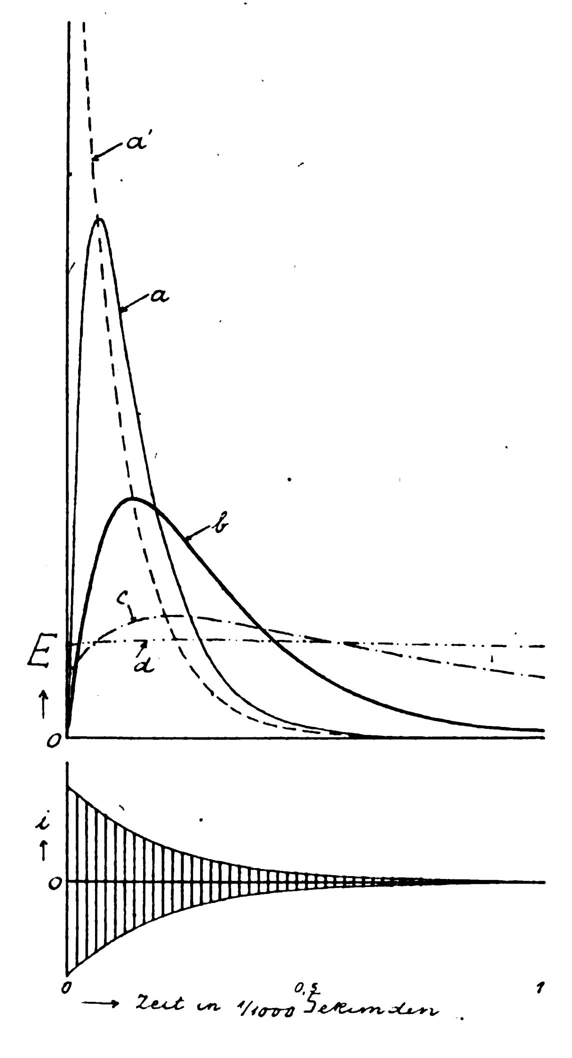


Fig. 3.

in den folgenden Gruppen wiederholt, lautet dann bei Weglassung der Hochfrequenzglieder

$$E = \frac{r}{2} \cdot J^2 \cdot \frac{1}{1 - \frac{2\delta}{\beta}} \cdot \left[e^{-2\delta t} - \frac{1 - e^{-2\delta/N}}{1 - e^{-\beta/N}} \cdot e^{-\beta t} \right] \tag{6}$$

Der zeitliche Verlauf von E ist unter der Annahme einer Hochfrequenz = 100 000/sec, eines Dekrements = 0,05 (δ = 5000/sec) und einer Gruppenfrequenz N = 1000/sec in Fig. 3 gezeichnet für folgende Fälle

Kurve a: $\beta = 5\delta = 25\,000$/sec
„ b: $\beta = \delta = 5\,000$/sec
„ c: $\beta = \frac{1}{5}\delta = 1\,000$/sec
„ d: $\beta = \frac{1}{50}\delta = 100$/sec

Zum Vergleich ist die gestrichelte Kurve a' beigefügt, welche den Mittelwert der Wärmeentwickelung pro Hochfrequenzperiode d. h. den Ausdruck $\frac{r}{2} J^2 \cdot e^{-2\delta t}$ darstellt.

Die Gleichstromkomponente von E,

$$E_0 = N \cdot \frac{r}{2} J^2 \frac{(1 - e^{-2\delta/N})}{2\delta}$$

ist proportional dem Stromeffekt

$$\int_0^1 i^2\, d\,t = N J^2 \frac{(1 - e^{-2\delta/N})}{4\delta};$$

der Proportionalitätsfaktor ist der Gleichstromkoeffizient r. Schließt man also an das Thermoelement einen Spannungsmesser an und eicht man die Anordnung mit Gleichstrom, so kann man auf diese Weise den Stromeffekt der Entladung messen unabhängig davon, was die Relaxationszeit des Detektors ist.

Für die Wechselstromkomponente, die für die telephonische Aufnahme in Frage kommt, liegen die Verhältnisse ganz anders. Denkt man sich E in eine Fouriersche Reihe

$$E = E_0 + a_1 \sin(2\pi N \cdot t) + b_1 \cos(2\pi N \cdot t) + a_2 \sin(2 \cdot 2\pi N \cdot t) + b_2 \cos(2 \cdot 2\pi N \cdot t) + \cdots$$

entwickelt, so wird

$$
\left.
\begin{aligned}
a_1 &= 2N \int_0^{1/N} E \sin(2\pi N \cdot t) \cdot dt \\
&= \frac{r}{2} \cdot J^2 \cdot \frac{2N}{1 - \frac{2\delta}{\beta}} \cdot \left(1 - e^{-2\delta/N}\right) \left\{ \frac{2\pi N}{(2\delta)^2 + (2\pi N)^2} - \frac{2\pi N}{\beta^2 + (2\pi N)^2} \right\}, \\
b_1 &= 2N \int_0^{1/N} E \cos(2\pi N \cdot t) \cdot dt \\
&= \frac{r}{2} \cdot J^2 \cdot \frac{2N}{1 - \frac{2\delta}{\beta}} \cdot \left(1 - e^{-2\delta/N}\right) \left\{ \frac{2\delta}{(2\delta)^2 + (2\pi N)^2} - \frac{\beta}{\beta^2 + (2\pi N)^2} \right\}
\end{aligned}
\right\} \quad (7)
$$

und es ist die Amplitude der Grundschwingung von der Gruppenfrequenz N

$$A = \sqrt{a_1^2 + b_1^2} \quad (8)$$

Schreibt man A in der Form

$$A = \gamma \times r \times \text{Stromeffekt}$$

so ergibt die Berechnung nach Gleichung (7) und (8) für γ folgende Werte

$\beta = \frac{1}{\varrho}$	$N = 1000$/sec		$N = 500$/sec	Verhältnis der beiden letzten Spalten
	$\delta = 10000$/sec	$\delta = 5000$/sec		
25000/sec	1,46	1,58	1,90	1,20
5000/sec	1,19	1,04	1,61	1,54
1000/sec	0,29	0,27	0,57	2,14
100/sec	0,032	0,027	0,061	2,26

Bei einer Hochfrequenz von 100000/sec entspricht $\delta = 10000$/sec (bzw. $\delta = 5000$/sec) einem Dekrement von 0.1 (bzw. 0,05).

Die Beispiele für dasselbe Dekrement und dieselbe Gruppenfrequenz zeigen, in wie hohem Maße das Verhältnis der Wechselstromkomponente zum Stromeffekt abhängt von der Relaxationszeit. Große Relaxationszeit macht ein Thermoelement geradezu unbrauchbar für telephonischen Empfang, so empfindlich es für galvanometrischen Empfang sein mag.

Bei demselben Dekrement, aber verschiedener Gruppenfrequenz macht sich eine starke Überlegenheit einer kleineren Gruppenfrequenz geltend. Unter der Annahme desselben mittleren Stromeffekts ist die

Wärmeentwicklung jeder einzelnen Gruppe für eine bestimmte Gruppenfrequenz doppelt so groß als für eine doppelt so große Gruppenfrequenz. Das Verhältnis der Amplituden, welche die Wechselstromkomponente von E in beiden Fällen besitzt (letzte Spalte der Tabelle oben), hängt aber noch in hohem Maße von der Relaxationszeit ab: es kann infolge davon größer oder kleiner als 2 sein.

Endlich werden die Werte für die Wechselstromkomponente verschieden für verschiedene Dekremente, wenn auch der Einfluß des Dekrements bei weitem nicht so groß ist als derjenige der Relaxationszeit oder der Gruppenfrequenz.

Als allgemeines Resultat folgt daraus also: Soll die Wechselstromkomponente von E (telephonischer Empfang) zur Messung des Stromeffekts benützt werden, so ist das Thermo-Element bei derselben Gruppenfrequenz und demselben Dekrement zu eichen, bei dem es benützt werden soll; die Eichung gilt durchaus nicht für eine andere Gruppenfrequenz und auch nicht genau für ein anderes Dekrement.[1])

§ 4. Empfang gedämpfter Schwingungen.

Bei Abstimmung der Empfangsantenne auf die Frequenz der ankommenden Wellen ist der Antennenstrom i von der Form

$$i = J(e^{-\delta_1 t} - e^{-\delta_2 t}) \sin \omega t, \tag{9}$$

worin δ_1 für die ankommenden Wellen und δ_2 für die Eigenschwingungen der Empfangsantenne mit Detektor gilt. Daraus folgt mit Benützung der Resultate von § 2 und 3 und bei Weglassung der Hochfrequenzglieder

$$\begin{aligned} E = \frac{r}{2} J^2 \Bigg\{ & \frac{1}{1 - \frac{2\delta_1}{\beta}} \left(e^{-2\delta_1 t} - \frac{1 - e^{-2\delta_1/N}}{1 - e^{-\beta/N}} \cdot e^{-\beta t} \right) \\ & + \frac{1}{1 - \frac{2\delta_2}{\beta}} \left(e^{-2\delta_2 t} - \frac{1 - e^{-\delta_2/N}}{1 - e^{-\beta/N}} \cdot e^{-\beta t} \right) \\ & - \frac{2}{1 - \frac{\delta_1 + \delta_2}{\beta}} \left(e^{-(\delta_1 + \delta_2) t} - \frac{1 - e^{-(\delta_1 + \delta_2)/N}}{1 - e^{-\beta/N}} \cdot e^{-\beta t} \right) \Bigg\} \end{aligned}$$

1) Es kann zweifelhaft sein, ob die bisher berechnete Amplitude der Grundschwingung von E mit der Gruppenfrequenz N für die Hörbarkeit der Zeichen im Telephon, auf die man sich bei telephonischen Messungen bezieht, maßgebend ist, auch wenn man nicht mit akustischer Resonanz

Der zeitliche Verlauf von E ist in Fig. 4 illustriert. Dabei ist angenommen, daß δ_1 wie früher $= 0{,}05 \cdot 100\,000 = 5000/\text{sec}$ und daß das Dekrement der Empfangsantenne allein (ohne Detektor) = demjenigen der ankommenden Wellen d. h. bei einem Löschfunkensender = demjenigen der Sendeantenne ist. Es ist ferner vorausgesetzt, daß der Widerstand R_d des Detektors (oder der äquivalente Widerstand des Detektorkreises, wenn der Detektor sich in einem aperiodischen Kreise befindet) seinen günstigsten Wert

$$R_d = R_2' \sqrt{1 + \frac{\delta_1}{\delta_2'}} = \text{ca. } 1{,}4\, R_2'$$

(R_2' = Widerstand, δ_2' = Dämpfungsfaktor der Empfangsantenne ohne Detektor) besitzt und demnach

$$\delta_2 = (1 + 1{,}4)\,\delta_1 = 2{,}4\,\delta_1 = 12\,000/\text{sec}$$

ist. Von den Kurven in Fig. 4 gilt

$$\begin{aligned} a \text{ für } \beta &= 5\,\delta_1 = 25\,000/\text{sec} \\ b \text{ für } \beta &= \delta_1 = 5000/\text{sec} \\ c \text{ für } \beta &= \frac{1}{5}\,\delta_1 = 1000/\text{sec} \\ d \text{ für } \beta &= \frac{1}{50}\,\delta_1 = 100/\text{sec} \end{aligned}$$

Die Kurve a' stellt den Mittelwert des Stromquadrats oder der Wärmeentwicklung pro Hochfrequenzperiode d. h. tatsächlich den Ausdruck

$$\frac{r}{2} J^2 \left(e^{-2\delta_1 t} + e^{-2\delta_2 t} - 2 e^{(\delta_1 + \delta_2) t}\right)$$

dar.

Das für die Gleichstromkomponente von E und die Gleichstromeichung des Thermoelements in § 3 ausgeführte gilt auch hier. Schreibt man die Amplitude A der Wechselstromkomponente von der Gruppenfrequenz N wieder in der Form $A = \gamma \times r \times$ Stromeffekt, so ergibt sich für eine Gruppenfrequenz $N = 1000/\text{sec}$ und

arbeitet. Es ist denkbar, daß dafür eher der Unterschied zwischen dem maximalen und minimalen Wert, den E während jeder Gruppenperiode annimmt, in Betracht kommt. In diesem Falle würden die Zahlen der Tabelle oben nicht mehr gelten; an ihre Stelle würden Zahlen treten, die man am besten aus Kurven wie denjenigen in Fig. 3 annähernd ableitet. Das allgemeine Resultat würde aber bestehen bleiben.

für $\beta = 5\,\delta_1 = 25\,000/\mathrm{sec}$; $\gamma = 1{,}84$
für $\beta - \delta_1 = 5000/\mathrm{sec}$; $\gamma = 0{,}94$
für $\beta = \frac{1}{5}\,\delta_1 = 1000/\mathrm{sec}$; $\gamma = 0{,}24$
für $\beta = \frac{1}{50}\,\delta_1 = 100/\mathrm{sec}$; $\gamma = 0{,}022$

Diese Zahlen weichen erheblich ab von denjenigen, die in § 3 für dieselbe Gruppenfrequenz $N = 1000/\mathrm{sec}$ und für exponentiell ge-

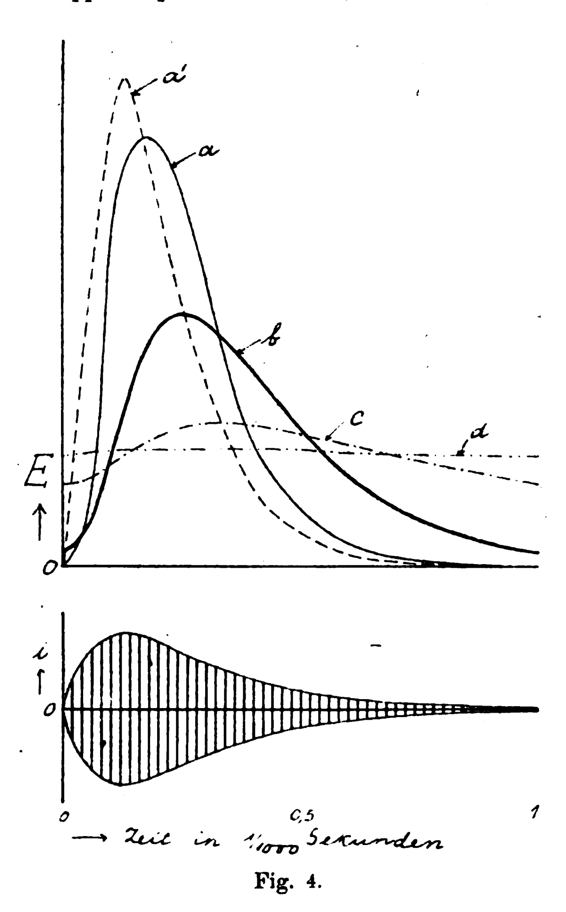


Fig. 4.

dämpfte Schwingungen vom Dekrement = 0,05 ($\delta = 5000/\mathrm{sec}$) erhalten wurden. Der dort behandelte Fall ist annähernd realisiert bei Summer-

erregung. Es würde also unrichtig sein, ein Thermoelement für den telephonischen Empfang in einer Empfangsantenne dadurch eichen zu wollen, daß man einen Summerkreis direkt auf das Thermoelement (oder induktiv auf einen aperiodischen Kreis, der das Thermoelement enthält), wirken ließe. Es würde dies auch unrichtig sein dann, wenn man mit derselben Gruppenfrequenz arbeitete und der Summerkreis dasselbe Dekrement besäße wie die ankommenden Wellen. Die richtige Eichung erfordert, daß man einen Summerkreis mit demselben Dekrement wie es der Sender besitzt, auf dieselbe Empfangsantenne in extrem loser Koppelung wirken läßt.

§ 5. Empfang ungedämpfter Schwingungen mit der Schwebungsmethode.

Bezeichnet man mit

$$i_1 = J_1 \sin \omega t$$

den Strom, der von den ankommenden Wellen, mit

$$i_2 = J_2 \sin (\omega + 2\pi N) t$$

den Strom, der von dem lokalen Generator herrührt, so ist der Gesamtstrom $i = i_1 + i_2$ und

$$i^2 = \tfrac{1}{2}(J_1{}^2 + J_2{}^2 + 2 J_1 J_2 \cdot \cos 2\pi N t)[1 - \cos 2(\omega t - \varphi)]$$

worin $\operatorname{tg} \varphi = (J_2 \sin \omega t) : (J_1 + J_2 \cos 2\pi N t)$ gesetzt ist.

Aus der Differentialgleichung (2) folgt dann für den stationären Zustand bei Weglassung der Hochfrequenzglieder

$$E = \frac{r}{2}\left[J_1{}^2 + J_2{}^2 + 2 J_1 J_2 \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2\pi N}{\beta}\right)^2}} \cdot \cos(2\pi N t - \psi)\right]$$

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{2\pi N}{\beta}.$$

E besitzt also eine Gleichstromkomponente

$$E_0 = \frac{r}{2}(J_1{}^2 + J_2{}^2)$$

und eine Wechselstromkomponente von der Amplitude

$$E_N = \frac{r}{2} \cdot \frac{2 J_1 J_2}{\sqrt{1 + \left(\frac{2\pi N}{\beta}\right)^2}}$$

und der Gruppenfrequenz N, die identisch ist mit der Differenz zwischen der Frequenz der ankommenden Wellen und derjenigen der lokal erzeugten Schwingungen. Die Gleichstromkomponente ist wieder

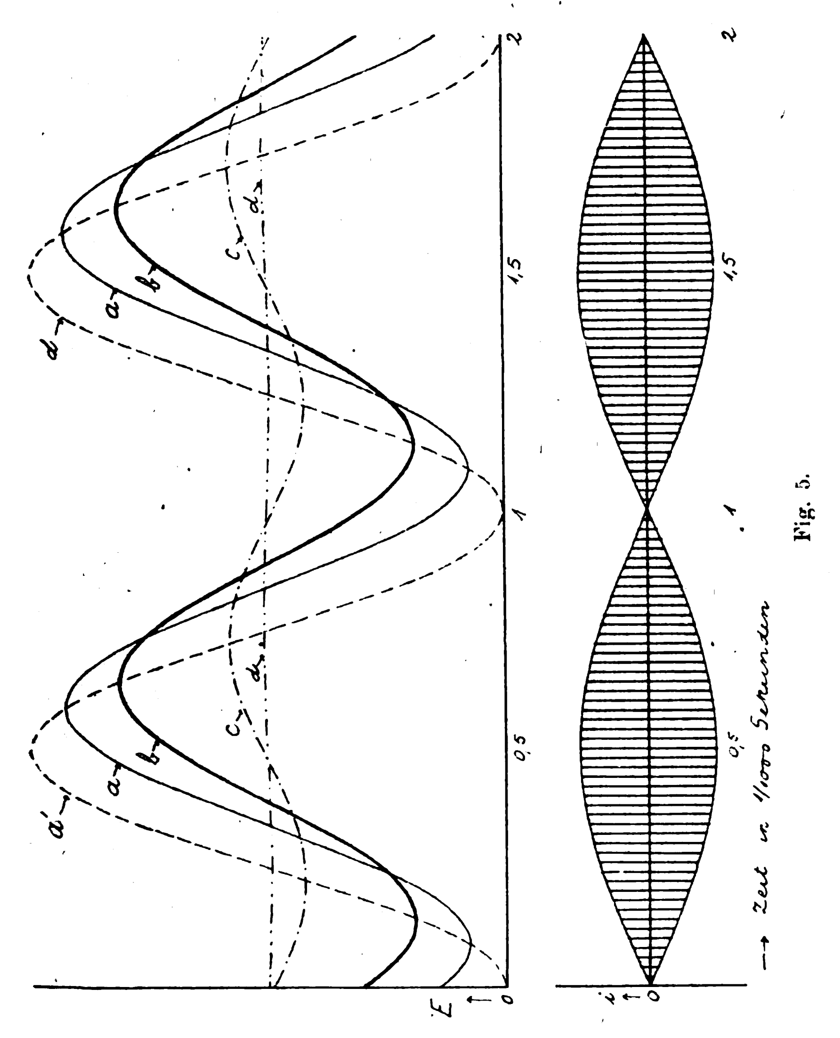


Fig. 5.

ausschließlich bestimmt durch den Gleichstromkoeffizienten r des Thermoelements, die Wechselstromkomponente hängt aber außerdem noch in hohem Maße von der Relaxationszeit $\varrho = \frac{1}{\beta}$ und der Gruppenfre-

quenz N ab: je größer die Relaxiationszeit und je größer die Gruppenfrequenz ist, desto kleiner fällt die Amplitude der Wechselstromkomponente aus.

Unter sonst gleichen Umständen wird diese Amplitude E_N um so größer, je größer die Amplitude J_2 der lokal erzeugten Schwingungen ist. Das Verhältnis von E_N zur Gleichstromkomponente E_0 wird aber bei höheren Werten von J_2 um so ungünstiger, je größer J_2 ist. Setzt man nämlich $J_2/J_1 = x$, so wird

$$\frac{E_N}{E_0} = \frac{2 J_1 J_2}{J_1^2 + J_2^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2\pi N}{\beta}\right)^2}} = \frac{2x}{1 + x^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2\pi N}{\beta}\right)^2}}$$

der Ausdruck $\frac{2x}{1 + x^2}$ nimmt folgende Werte an

$x =$	0,1	0,5	1	5	10
$\frac{2x}{1+x^2} =$	0,20	0,80	1	0,38	0,20

und nähert sich mit wachsendem x der Grenze $2/x$.

Der zeitliche Verlauf von E ist in Fig. 5 wiedergegeben und zwar in

Kurve a für $\beta = 25000/\text{sec}$
Kurve b für $\beta = 5000/\text{sec}$
Kurve c für $\beta = 1000/\text{sec}$
Kurve d für $\beta = 100/\text{sec}$

unter denselben Annahmen wie oben, nämlich einer Hochfrequenz von 100000/sec, einer Gruppenfrequenz von 1000/sec, und ferner unter der Voraussetzung $J_2/J_1 = 1$. Die Kurve a' stellt den Ausdruck

$$\frac{r}{2} [J_1^2 + J_2^2 + 2 J_1 J_2 \cos 2\pi N t]$$

dar, welcher dem Mittelwert des Stromquadrats (bzw. der Wärmeentwicklung) pro Hochfrequenzperiode proportional ist.

§ 6. Empfang ungedämpfter Schwingungen mit der Unterbrechungsmethode.

In das Antennensystem soll ein rotierender oder schwingender Umschalter (U Fig. 6) eingebaut sein, der N mal pro Sekunde abwechslungsweise den Kurzschlußbügel K und den Detektor D in die Antenne einschaltet. Wenn der Kurzschlußbügel K eingeschaltet wird, was zu den Zeiten $t = 0$, $t = 1/N$, $t = 2/N$ usw. der Fall sein möge,

kommt für die Antennenschwingungen nur der effektive Widerstand R der Antenne selbst in Betracht. Sobald der Detektor eingeschaltet wird, was zu den Zeiten $t = u$, $t = u + 1/N$, $t = u + 2/N$ usw. geschehen soll, kommt dazu der Widerstand R_d des Detektors. Dem

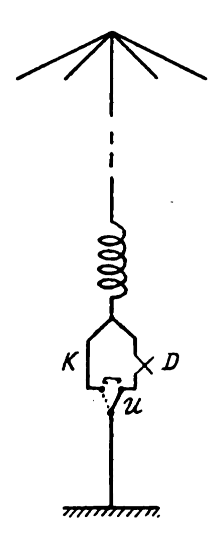


Fig. 6.

Widerstand R soll ein Dämpfungsfaktor der Antennenschwingungen $= \delta$, dem Widerstand $R + R_d$ ein solcher $= \delta'$ entsprechen.

Nimmt man an, daß die Antenne auf die ankommenden Wellen abgestimmt und daß die EMK., die von ihnen in der Antenne induziert wird,

$$= E_a \sin(\omega t + \varphi)$$

ist, so gilt für den Antennenstrom in der Zeit, während der Detektor ausgeschaltet ist, d. h. von $t = 0$ bis $t = u$ usw.

$$i = E_a \left[\frac{1}{R} - a\left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R + R_d}\right) e^{-\delta t}\right] \sin(\omega t + \varphi)$$

in der Zeit, während der Detektor eingeschaltet ist, d. h. von $t = u$ bis $t = 1/N$ usw.

$$\left.\begin{aligned} i' &= E_a \left[\frac{1}{R + R_d} + b\left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R + R_d}\right) e^{-\delta'(t - u)}\right] \sin(\omega t + \varphi) \\ &= E_a [p + q\, e^{-\delta'(t - u)}] \sin(\omega t + \varphi) \end{aligned}\right\} \quad (10)$$

worin zur Abkürzung

$$a = \frac{1 - e^{-\delta'\left(\frac{1}{N} - u\right)}}{1 - e^{-\delta u} \cdot e^{-\delta'\left(\frac{1}{N} - u\right)}}, \qquad b = \frac{1 - e^{-\delta u}}{1 - e^{-\delta u} \cdot e^{-\delta'\left(\frac{1}{N} - u\right)}}$$

$$p = \frac{1}{R + R_d}, \qquad q = b\left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R + R_d}\right)$$

Dabei ist der Einfachheit halber die Annahme gemacht, daß sowohl die Gruppenperiode $1/N$ als die Zeit u, während welcher der Detektor ausgeschaltet ist, ein ganzes Vielfaches der Hochfrequenzperiode ist.

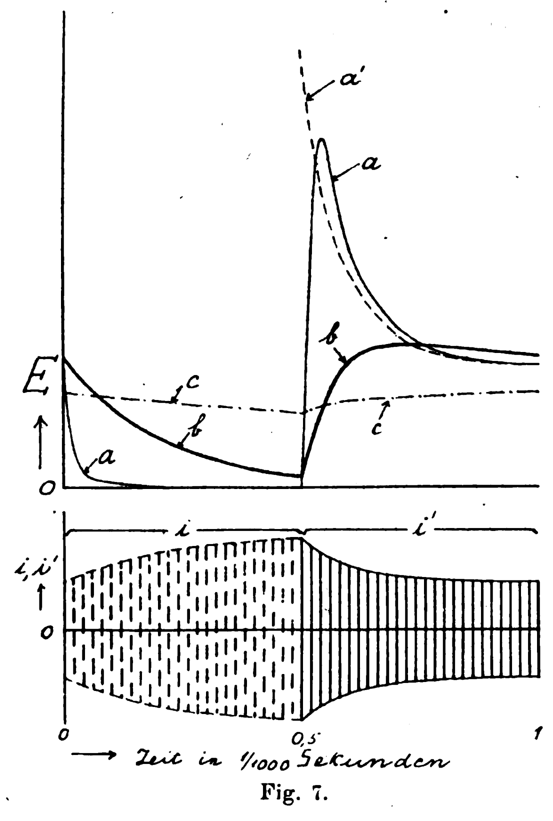


Fig. 7.

In der Zeit, während welcher der Detektor (das Thermoelement) eingeschaltet ist, wirkt auf denselben der Strom i'. Die Differentialgleichung [Gleichung (2)] für die thermoelektrische Kraft E lautet dann

$$\frac{1}{\beta}\frac{dE}{dt} + E = r\,i'^2$$

wobei hier $r = \frac{\alpha}{k} \cdot R_d$ (vgl. § 1) ist. Setzt man in diese Gleichung den Wert von i' aus Gleichung (10) ein, so erhält man bei Weglassung der Hochfrequenzglieder eine Lösung der Form

$$E = A\,e^{-\beta(t-u)} + \frac{r}{2} E_a^2 \left[p^2 + \frac{2pq}{1 - \frac{\delta'}{\beta}} e^{-\delta'(t-u)} + \frac{q^2}{1 - \frac{2\delta'}{\beta}} \cdot e^{-2\delta'(t-u)}\right]$$

In der Zeit, in der das Thermoelement ausgeschaltet ist, geht kein Strom durch dasselbe hindurch und es ist

$$\frac{1}{\beta} \cdot \frac{dE}{dt} + E = 0; \quad E = B \cdot e^{-\beta t}$$

Berücksichtigt man zur Bestimmung von A und B die Grenzbedingungen, wonach die Werte von E unmittelbar vor und nach dem Ein- oder Ausschalten stetig ineinander übergehen müssen, so erhält man als Lösung

$$E = \frac{r}{2} E_a^2 \Bigg\{p^2 + \frac{2pq}{1 + \frac{\delta'}{\beta}} \cdot e^{-\delta'(t-u)} + \frac{q^2}{1 - \frac{2\delta'}{\beta}} \cdot e^{-2\delta'(t-u)}$$
$$- \left[p^2(1 - e^{-\beta u}) + \frac{2pq}{1 - \frac{\delta'}{\beta}} \left(1 - e^{-\beta u} \cdot e^{-\delta'\left(\frac{1}{N} - u\right)}\right)\right.$$
$$\left. + q^2\left(1 - e^{-\beta u} \cdot e^{-2\delta'\left(\frac{1}{N} - u\right)}\right)\right] \cdot \frac{e^{-\beta(t-u)}}{1 - e^{-\frac{\beta}{N}}}\Bigg\}$$

Im oberen Teil von Fig. 7 ist der zeitliche Verlauf von E und im unteren Teil derselhen Figur der zeitliche Verlauf des Antennenstroms i bzw. i' gezeichnet. Die Annahmen dabei sind dieselben wie in § 4 d. h. die Hochfrequenz = 100 000/sec, das Dekrement der Empfangsantenne allein = 0,05 oder $\delta = 5000$/sec. Ferner ist angenommen, daß die Zeit, während welcher der Thermodetektor eingeschaltet ist, ebenso lang ist wie die Zeit, während deren es aus-

geschaltet ist d. h. $u = 1/2N$, und daß $R_d = R$ und demnach $\delta' = 2\delta$ ist. Kurve

$$a \text{ gilt für } \delta = 10\beta = 50000/\text{sec},$$
$$b \text{ für } \delta = \beta = 5000/\text{sec},$$
$$c \text{ für } \delta = \frac{1}{10}\beta = 500/\text{sec};$$

Kurve a' stellt wie früher den Mittelwert von i^2 pro Hochfrequenzperiode dar.

In Fig. 8 sind die Annahmen genau dieselben wie in Fig. 7 mit der Ausnahme, daß der Detektorwiderstand R_d nicht = demjenigen R

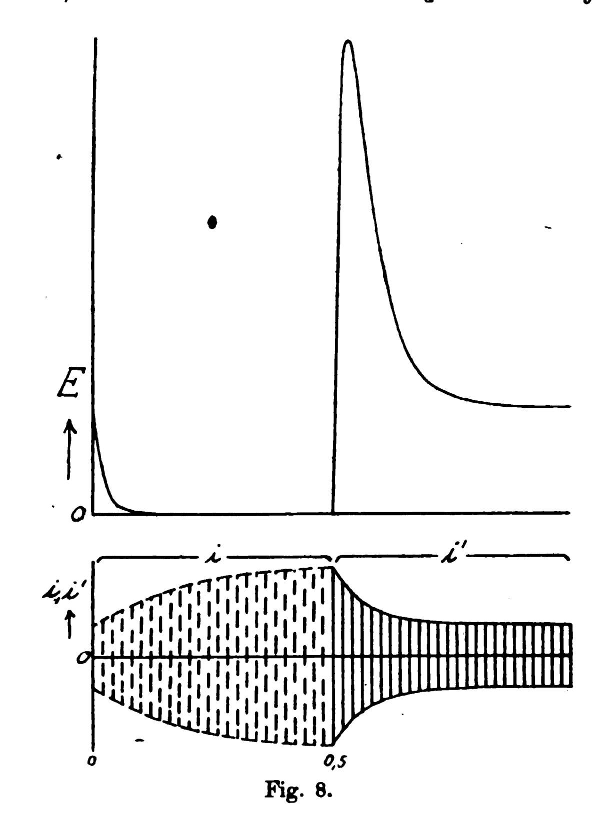


Fig. 8.

der Antenne ohne Detektor, sondern doppelt so groß angenommen wurde d. h. $R_d = 2R$, $\delta' = 3\delta$. Die Kurve im oberen Teil der Figur bezieht sich auf den Fall $\beta = 10\delta = 50000/\text{sec}$.

Bei galvanometrischem Empfang wird bekanntlich die günstigste Wirkung dann erzielt, wenn $R_d = R$ ist. Für telephonischen Empfang gilt dies nicht: ein Blick auf die Kurve in dem oberen Teil von Fig. 8, die den Fall $R_d = 2R$ darstellt, zeigt, daß ein Verlauf der thermoelektrischen Kraft von dieser Form günstiger sein muß, als die thermoelektrische Kraft von Fig. 7 Kurve a, die im übrigen denselben Bedingungen, aber dem Fall $R_d = R$ entspricht.

Boonton (New Jersey), Mai 1917.

Über den Selbstinduktionskoeffizienten häufig vorkommender Leiterformen.

III. Einlagige Flachspulen bzw. einlagige Zylinder- und Flachspule.

Von **A. Esau.**

(Mitteilungen aus dem Laboratorium der Ges. f. drahtl. Telegraphie [Telefunken], Berlin.)

Nachdem im vorhergehenden Abschnitt[1]) der gegenseitige Induktionskoeffizient einlagiger Zylinderspulen eingehend untersucht worden ist, sollen jetzt in der Praxis vielfach vorkommende Anordnungen behandelt werden, die entweder aus zwei Flachspulen oder einer Flach- und einer Zylinderspule bestehen.

A. Koaxiale Flachspulen mit den mittleren Radien r und $r + c$, den Windungszahlen n und m, den Ganghöhen g und h und dem Abstand d voneinander (s. Fig. 1).

Durch Anwendung des gleichen Rechenverfahrens wie bei Zylinderspulen erhalten wir für den gegenseitigen Induktionskoeffizienten zweier Flachspulen die allgemeine Formel

1) A. Esau, Jahrb. d. drahtl. Telegraphie 16, 1920 u. 1921.

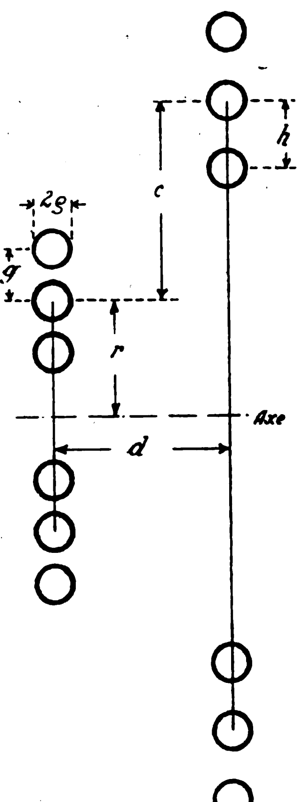


Fig. 1.

$$
M = 4\pi r \left\{ \begin{aligned}
&\left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 2\right) m \cdot n + \frac{c}{2r}\left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 1\right) m \cdot n \\
&+ \frac{c^2}{16 r^2}\left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} + 3\right) m \cdot n \\
&\qquad\qquad + \frac{d^2}{16 r^2}\left(3 \ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 1\right) m \cdot n \\
&+ \frac{g^2}{192 r^2}\left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} + 3\right) m\, n\, (n^2 - 1) \\
&\qquad\qquad + \frac{h^2}{192 r^2}\left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} + 3\right) m\, n\, (m^2 - 1) \\
&- \frac{g^2}{24(c^2+d^2)}\left(1 + \frac{3}{2}\,\frac{c}{r} + \frac{5}{16}\,\frac{c^2}{r^2} + \frac{3}{16}\,\frac{d^2}{r^2}\right) m\, n\, (n^2 - 1) \\
&- \frac{h^2}{24(c^2+d^2)}\left(1 + \frac{3}{2}\,\frac{c}{r} + \frac{5}{16}\,\frac{c^2}{r^2} + \frac{3}{16}\,\frac{d^2}{r^2}\right) m\, n\, (m^2 - 1)
\end{aligned} \right\}
$$

$$\left|\begin{array}{l} + \dfrac{c^2 g^2}{12(c^2+d^2)^2}\left(1+\dfrac{c}{2r}+\dfrac{c^2}{16r^2}+\dfrac{3}{16}\dfrac{d^2}{r^2}\right) m\,n(n^2-1) \\ + \dfrac{c^2 h^2}{12(c^2+d^2)^2}\left(1+\dfrac{c}{2r}+\dfrac{c^2}{16r^2}+\dfrac{3}{16}\dfrac{d^2}{r^2}\right) m\,n(m^2-1) \end{array}\right|$$

Spezielle Fälle.

a) $g \gtreqless h;\ c \gtreqless 0;\ d \gtreqless 0;\ m = 1;\ n$ beliebig.

Setzt man $m = 1$, d. h. geht die eine Flachspule über in einen einzelnen Drahtkreis, so verwandelt sich unsere allgemeine Formel in die folgende

$$M = 4\pi r \left\{\begin{array}{l} \left(\ln\dfrac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}}-2\right)n + \dfrac{c}{2r}\left(\ln\dfrac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}}-1\right)n \\ + \dfrac{c^2}{16r^2}\left(\ln\dfrac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}}+3\right)n + \dfrac{d^2}{16r^2}\left(3\ln\dfrac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}}-1\right)n \\ + \dfrac{g^2}{192r^2}\left(\ln\dfrac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}}+3\right)n(n^2-1) \\ - \dfrac{g^2}{24(c^2+d^2)}\left(1+\dfrac{3}{2}\dfrac{c}{r}+\dfrac{5}{16}\dfrac{c^2}{r^2}+\dfrac{3}{16}\dfrac{d^2}{r^2}\right)n(n^2-1) \\ + \dfrac{c^2 g^2}{12(c^2+d^2)^2}\left(1+\dfrac{c}{2r}+\dfrac{c^2}{16r^2}+\dfrac{3}{16}\dfrac{d^2}{r^2}\right)n(n^2-1) \end{array}\right\}.$$

b) $g \gtreqless h;\ c \gtreqless 0;\ d \gtreqless 0;\ m = n.$

Für Flachspulen gleicher Windungszahl wird

$$M = 4\pi r \left\{\begin{array}{l} \left(\ln\dfrac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}}-2\right)n^2 + \dfrac{c}{2r}\left(\ln\dfrac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}}-1\right)n^2 \\ \qquad + \dfrac{c^2}{16r^2}\left(\ln\dfrac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}}+3\right)n^2 \\ + \dfrac{d^2}{16r^2}\left(3\ln\dfrac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}}-1\right)n^2 \\ \qquad + \dfrac{g^2+h^2}{192r^2}\left(\ln\dfrac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}}+3\right)n^2(n^2-1) \\ - \dfrac{g^2+h^2}{24(c^2+d^2)}\left(1+\dfrac{3}{2}\dfrac{c}{r}+\dfrac{5}{16}\dfrac{c^2}{r^2}+\dfrac{3}{16}\dfrac{d^2}{r^2}\right)n^2(n^2-1) \\ + \dfrac{c^2(h^2+g^2)}{12(c^2+d^2)^2}\left(1+\dfrac{c}{2r}+\dfrac{c^2}{16r^2}+\dfrac{3}{16}\dfrac{d^2}{r^2}\right)n^2(n^2-1) \end{array}\right\}$$

c) $g \gtreqless h;\ c = 0;\ d \gtreqless 0;\ m \gtreqless n.$

Der gegenseitige Induktionskoeffizient zweier Flachspulen vom gleichen mittleren Durchmesser aber verschiedener Windungszahl und Ganghöhe ist gegeben durch die Formel

$$M = 4\pi r \left\{ \begin{aligned} & \left(\ln \frac{8r}{d} - 2\right) m \cdot n + \frac{d^2}{16 r^2}\left(3 \ln \frac{8r}{d} - 1\right) m \cdot n \\ & + \frac{g^2}{192 r^2}\left(\ln \frac{8r}{d} + \frac{3}{2}\right) m \cdot n (n^2 - 1) \\ & \qquad\qquad + \frac{h^2}{192 r^2}\left(\ln \frac{8r}{d} + \frac{3}{2}\right) m \cdot n (m^2 - 1) \\ & - \frac{g^2}{24 d^2} m n (n^2 - 1) - \frac{h^2}{24 d^2} m n (m^2 - 1) \end{aligned} \right\}$$

d) $g \gtreqless h;\ c = 0;\ d \gtreqless 0;\ m = 1;\ n$ beliebig.

Für einen Kreis und eine Flachspule vom gleichen Durchmesser wird

$$M = 4\pi r \left\{ \begin{aligned} & \left(\ln \frac{8r}{d} - 2\right) n + \frac{d^2}{16 r^2}\left(3 \ln \frac{8r}{d} - 1\right) n \\ & + \frac{g^2}{192 r^2}\left(\ln \frac{8r}{d} + \frac{3}{2}\right) n (n^2 - 1) - \frac{g^2}{24 d^2} n (n^2 - 1) \end{aligned} \right\}$$

e) $g \gtreqless h;\ c = 0;\ d \gtreqless 0;\ m = n.$

Haben die beiden Spulen gleiche Windungszahl, so geht die allgemeine Formel über in die folgende

$$M = 4\pi r \left\{ \begin{aligned} & \left(\ln \frac{8r}{d} - 2\right) n^2 + \frac{d^2}{16 r^2}\left(3 \ln \frac{8r}{d} - 1\right) n^2 \\ & + \frac{g^2 + h^2}{192 r^2}\left(\ln \frac{8r}{d} + \frac{3}{2}\right) n^2 (n^2 - 1) \\ & - \frac{g^2 + h^2}{24 d^2} n^2 (n^2 - 1) \end{aligned} \right\}$$

f) $g \gtreqless h;\ c \gtreqless 0;\ d = 0;\ m \gtreqless n.$

Setzt man $d = 0$, so rücken die beiden Flachspulen in eine Ebene. Unsere Formel verwandelt sich dann in

$$M = 4\pi r \left\{ \begin{aligned} &\left(\ln\frac{8r}{c} - 2\right) m \cdot n + \frac{c}{2r}\left(\ln\frac{8r}{c} - 1\right) m n \\ &\qquad + \frac{c^2}{16r^2}\left(\ln\frac{8r}{c} + 3\right) m n \\ &+ \frac{g^2}{192r^2}\left(\ln\frac{8r}{c} + \frac{3}{2}\right) m n (n^2 - 1) \\ &\qquad + \frac{h^2}{192r^2}\left(\ln\frac{8r}{c} + \frac{3}{2}\right) m n (m^2 - 1) \\ &+ \frac{g^2}{24c^2} m n (n^2 - 1) + \frac{h^2}{24c^2} m n (m^2 - 1) \\ &\qquad - \frac{g^2}{48c \cdot r} m n (n^2 - 1) - \frac{h^2}{48c \cdot r} m n (m^2 - 1) \end{aligned} \right\}$$

g) $g \gtreqless h$; $c \gtreqless 0$; $d = 0$; $m = 1$; n beliebig.

Für den gegenseitigen Induktionskoeffizienten einer Flachspule von n Windungen und eines in ihrer Ebene gelegenen Kreises liefert unsere Ausgangsformel den Ausdruck

$$M = 4\pi r \left\{ \begin{aligned} &\left(\ln\frac{8r}{c} - 2\right) n + \frac{c}{2r}\left(\ln\frac{8r}{c} - 1\right) n + \frac{c^2}{16r^2}\left(\ln\frac{8r}{c} + 3\right) n \\ &+ \frac{g^2}{192r^2}\left(\ln\frac{8r}{c} + \frac{3}{2}\right) n (n^2 - 1) + \frac{g^2}{24c^2} n (n^2 - 1) \\ &\qquad - \frac{g^2}{48c \cdot r} n (n^2 - 1) \end{aligned} \right\}$$

h) $g \gtreqless h$; $c \gtreqless 0$; $d = 0$; $m = n$.

Der gegenseitige Induktionskoeffizient zweier in einer Ebene liegenden Flachspulen gleicher Windungszahl ist gegeben durch die Formel

$$M = 4\pi r \left\{ \begin{aligned} &\left(\ln\frac{8r}{c} - 2\right) n^2 + \frac{c}{2r}\left(\ln\frac{8r}{c} - 1\right) n^2 + \frac{c^2}{16r^2}\left(\ln\frac{8r}{c} + 3\right) n^2 \\ &+ \frac{g^2 + h^2}{192r^2}\left(\ln\frac{8r}{c} + \frac{3}{2}\right) n^2 (n^2 - 1) \\ &+ \frac{g^2 + h^2}{24c^2} n^2 (n^2 - 1) - \frac{g^2 + h^2}{48c \cdot r} n^2 (n^2 - 1) \end{aligned} \right\}$$

Wir wollen jetzt eine weitere Beschränkung der Allgemeinheit eintreten lassen und die Ganghöhen beider Spulen als gleich annehmen.

Dabei wird, wie wir gleich sehen werden, eine noch weitergehende Vereinfachung der Formeln eintreten.

i) $g = h;\ c \gtreqless 0;\ d \gtreqless 0;\ m \gtreqless n.$

Unsere allgemeine Formel geht unter der Annahme gleicher Ganghöhen g und h über in die folgende

$$M = 4\pi r \begin{cases} \left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 2\right) m \cdot n + \frac{c}{2r}\left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 1\right) m \cdot n \\ + \frac{c^2}{16r^2}\left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} + 3\right) m \cdot n \\ \qquad + \frac{d^2}{16r^2}\left(3 \ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 1\right) m \cdot n \\ + \frac{g^2}{192r^2}\left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} + 3\right) m\,n\,(m^2+n^2-2) \\ - \frac{g^2}{24(c^2+d^2)}\left(1 + \frac{3}{2}\frac{c}{r} + \frac{5}{16}\frac{c^2}{r^2} + \frac{3}{16}\frac{d^2}{r^2}\right) mn(m^2+n^2-2) \\ + \frac{c^2 g^2}{12(c^2+d^2)^2}\left(1 + \frac{c}{2r} + \frac{c^2}{16r^2} + \frac{3}{16}\frac{d^2}{r^2}\right) mn(m^2+n^2-2) \end{cases}$$

k) $g = h;\ c \gtreqless 0;\ d \gtreqless 0;\ m = n.$

Für Spulen gleicher Ganghöhe und Windungszahl wird

$$M = 4\pi r \begin{cases} \left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 2\right) n^2 + \frac{c}{2r}\left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 1\right) n^2 \\ + \frac{c^2}{16r^2}\left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} + 3\right) n^2 + \frac{d^2}{16r^2}\left(3 \ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 1\right) n^2 \\ + \frac{g^2}{96r^2}\left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} + 3\right) n^2(n^2-1) \\ - \frac{g^2}{12(c^2+d^2)}\left(1 + \frac{3}{2}\frac{c}{r} + \frac{5}{16}\frac{c^2}{r^2} + \frac{3}{16}\frac{d^2}{r^2}\right) n^2(n^2-1) \\ + \frac{c^2 g^2}{6(c^2+d^2)^2}\left(1 + \frac{c}{2r} + \frac{c^2}{16r^2} + \frac{3}{16}\frac{d^2}{r^2}\right) n^2(n^2-1) \end{cases}$$

l) $g = h;\ c = 0;\ d \gtreqless 0;\ m \gtreqless n.$

Haben die Spulen den gleichen mittleren Durchmesser, so lautet unsere allgemeine Formel

$$M = 4\pi r \left\{ \begin{aligned} &\left(\ln\frac{8r}{d} - 2\right) m\cdot n + \frac{d^2}{16r^2}\left(3\ln\frac{8r}{d} - 1\right) m\cdot n \\ &+ \frac{g^2}{192r^2}\left(\ln\frac{8r}{d} + \frac{3}{2}\right) m\cdot n(m^2 + n^2 - 2) \\ &\qquad - \frac{g^2}{24d^2} m\,n(m^2 + n^2 - 2) \end{aligned} \right\}$$

m) $g = h;\ c = 0;\ d \gtreqless 0;\ m = n.$

Sind außerdem noch die Windungszahlen einander gleich, so erhalten wir für den gegenseitigen Induktionskoeffizienten den Ausdruck

$$M = 4\pi r \left\{ \begin{aligned} &\left(\ln\frac{8r}{d} - 2\right) n^2 + \frac{d^2}{16r^2}\left(3\ln\frac{8r}{d} - 1\right) n^2 \\ &\qquad + \frac{g^2}{96r^2}\left(\ln\frac{8r}{d} + \frac{3}{2}\right) n^2(n^2 - 1) \\ &- \frac{g^2}{12d^2} n^2(n^2 - 1) \end{aligned} \right\}$$

n) $g = h;\ c \gtreqless 0;\ d = 0;\ m \gtreqless n.$

Der gegenseitige Induktionskoeffizient zweier in einer Ebene liegenden Flachspulen gleicher Ganghöhe wird

$$M = 4\pi r \left\{ \begin{aligned} &\left(\ln\frac{8r}{c} - 2\right) m\cdot n + \frac{c}{2r}\left(\ln\frac{8r}{c} - 1\right) m\cdot n \\ &\qquad + \frac{c^2}{16r^2}\left(\ln\frac{8r}{c} + 3\right) m\cdot n \\ &+ \frac{g^2}{192r^2}\left(\ln\frac{8r}{c} + \frac{3}{2}\right) m\cdot n(m^2 + n^2 - 2) \\ &+ \frac{g^2}{24c^2} m\,n(m^2 + n^2 - 2) - \frac{g^2}{48c\cdot r} m\cdot n(m^2 + n^2 - 2) \end{aligned} \right\}$$

o) $g = h;\ c \gtreqless 0;\ d = 0;\ m = n.$

Für Flachspulen gleicher Ganghöhe und Windungszahl, die in einer Ebene liegen, erhalten wir aus unserer allgemeinen Formel den Ausdruck

$$M = 4\pi r \left\{ \begin{aligned} &\left(\ln\frac{8r}{c} - 2\right) n^2 + \frac{c}{2r}\left(\ln\frac{8r}{c} - 1\right) n^2 + \frac{c^2}{16r^2}\left(\ln\frac{8r}{c} + 3\right) n^2 \\ &+ \frac{g^2}{96r^2}\left(\ln\frac{8r}{c} + \frac{3}{2}\right) n^2(n^2 - 1 \\ &\qquad + \frac{g^2}{12c^2} n^2(n^2 - 1) - \frac{g^2}{24c\cdot r} n^2(n^2 - 1) \end{aligned} \right\}$$

Gültigkeitsbereich der Formel.

Der Gültigkeitsbereich unserer Formeln ist der gleiche wie bei Zylinderspulen. Nähere Angaben hierüber finden sich im vorhergehenden Abschnitt; sie können auf den vorliegenden Fall ohne weiteres übertragen werden.

Näherungsformeln.

Sind $\frac{g}{r}$, $\frac{h}{r}$, $\frac{g}{d}$, $\frac{h}{d}$, $\frac{g}{c}$ und $\frac{h}{c}$ kleine Größen, so können in unserer allgemeinen Formel alle Glieder vernachlässigt werden, die sie enthalten.

Unter dieser Voraussetzung lautet sie

$$M = 4\pi r \left\{ \begin{array}{l} \left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 2\right) m \cdot n + \frac{c}{2r}\left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 1\right) m \cdot n \\ + \frac{c^2}{16r^2}\left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} + 3\right) m \cdot n \\ \qquad + \frac{d^2}{16r^2}\left(3\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 1\right) m \cdot n \end{array} \right\}$$

oder

$$M = 2r \cdot m \cdot n\, S'$$

wo

$$S' = 2\pi\{\}$$

gesetzt worden ist.

Für S' sind Tabellen und Kurven in Abschnitt I berechnet und angegeben worden, aus denen für beliebige Werte von $\frac{c}{r}$ und $\frac{d}{r}$ die zugehörigen S'-Werte entnommen werden können.

Nehmen $\frac{c}{r}$ und $\frac{d}{r}$ Werte an, die 0,5 übersteigen, so hat man die Größe S' aus den unter I angeführten Tabellen zu entnehmen.

Vergleich der gegenseitigen Induktionskoeffizienten bei Zylinder- und Flachspulen.

Wir setzen Zylinder und Flachspulen voraus, deren mittlere Durchmesser, Ganghöhen, Windungszahlen und Abstände gleich groß sind und bilden die Differenz der beiden gegenseitigen Induktionskoeffizienten $M_c - M_f$, die wir schreiben wie folgt

$$\Delta M - M_c - M_f = \frac{\pi r \cdot n^2 (n^2 - 1)}{12} \left\{ \frac{g^2}{r^2} \left(\ln \frac{8r}{d} - \frac{7}{2} \right) + 8 \frac{g^2}{d^2} \right\}$$

In der folgenden Tabelle sind für eine Reihe von Spulen die Werte ΔM, M_c und $\frac{\Delta M}{M_c}$ % berechnet und zusammengestellt worden

r cm	d cm	g cm	n	ΔM cm	M_c cm	$\frac{\Delta M}{M_c}$ %
5	3	1	3	80	464	17
—	—	0,5	—	19,8	431,6	4,6
—	—	—	6	846	1863	18,0
15	3	1	3	305	3034	10,0
75	—	—	—	1258	28575	4,4

Aus der Tabelle ergibt sich, daß der Unterschied der beiden gegenseitigen Induktionskoeffizienten stets positiv ist, d. h. der Koeffizient der gegenseitigen Induktion zweier Zylinderspulen ist stets größer als bei Flachspulen, vorausgesetzt, daß die Spulenabmessungen in beiden Fällen die gleichen sind.

Die Differenz wird ferner um so kleiner, je kleiner die Werte $\frac{g}{r}$ und $\frac{g}{d}$ gemacht werden.

Der Kopplungskoeffizient K.

Auch die Berechnung des Kopplungskoeffizienten K läßt sich wie bei Zylinderspulen durchführen unter Benutzung der dort angeführten Tabellen.

Nachdem sich oben gezeigt hat, daß der gegenseitige Induktionskoeffizient bei Zylinderspulen stets größer ist als bei Flachspulen, wollen wir im folgenden die Kopplungskoeffizienten bei beiden Spulenformen berechnen und miteinander vergleichen.

Der Berechnung zugrunde gelegt werden die in der vorhergehenden Tabelle gewählten Spulenabmessungen.

r cm	d cm	g cm	n	M_c cm	L_c cm	M_f cm	L_f cm	K_c %	K_f %
5	3	1	3	464	1 356	384	1 360	34,2	28,2
—	—	0,5	3	431,6	1 615	411,8	1 612	26,7	25,5
—	—	—	6	1 863	6 178	1 517	6 130	30,2	24,7
15	3	1	3	3 034	5 923	2 729	5 920	51,2	46,1
75	—	—	—	28 575	43 220	27 317	43 220	66,1	63,2

Aus der Tabelle geht hervor, daß der Kopplungskoeffizient von Zylinderspulen stets größer ist wie der von Flachspulen, wobei beide Spulenformen die gleichen Abmessungen und mittleren Abstände haben

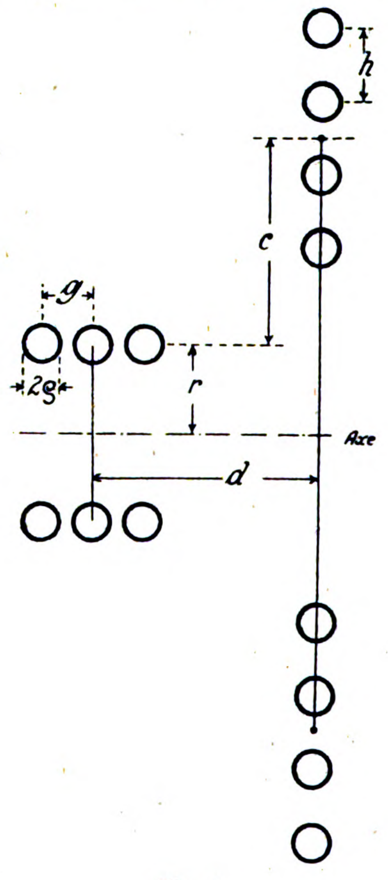


Fig. 2.

und zwar wird die Differenz der prozentualen Kopplungen um so größer, je größer die Verhältnisse $\frac{g}{r}$ und $\frac{g}{d}$ gewählt werden.

Die Kopplungen vererhalten sich wie die gegenseitigen Induktionskoeffizienten.

Dieses Resultat ergibt sich auch direkt aus der Formel für K_c. Es ist

$$K_c = \frac{M_c}{L_c}, \quad K_f = \frac{M_f}{L_f}$$

Wie ich in einer früheren Arbeit[1]) nachgewiesen habe, unterscheiden sich die Selbstinduktionskoeffizienten L_c und L_f von Zylinder und Flachspulen gleicher Dimension nur um Bruchteile eines Prozentes voneinander.

Infolgedessen wird $\frac{K_c}{K_f} \sim \frac{M_c}{M_f}$.

d. h. das Verhältnis der Kopplungskoeffizienten wird überwiegend durch die gegenseitigen Induktionskoeffizienten bestimmt.

II. Koaxiale Zylinder- und Flachspule mit den mittleren Radien r und $r + c$, den Windungszahlen m und n, der Ganghöhe g und dem Abstand d voneinander (s. Figur 2).

Die Ganghöhen der beiden Spulen sind hier als gleich angenomen worden.

Die Rechnung liefert in ähnlicher Weise wie zuvor für den gegenseitigen Induktionskoeffizienten einer Zylinder- und Flachspule die folgende allgemeine Formel

$$M = 4\pi r \left\{ \begin{aligned} &\left(\left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 2\right) m \cdot n + \frac{c}{2r}\left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 1\right) m n \right.\\ &\qquad\left. + \frac{c^2}{16 r^2} \ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} + 3\right) m n \\ &+ \frac{d^2}{16 r^2}\left(3 \ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 1\right) m \cdot n (m^2 - 1) \\ &\qquad + \frac{g^2}{192 r^2}\left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} + 3\right) m n (n^2 - 1) \\ &+ \frac{g^2}{192 r^2}\left(3 \ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 1\right) m \cdot n (m^2 - 1) \\ &\qquad - \frac{g^2}{24 (c^2+d^2)} m n (m^2 - 1) \\ &- \frac{g^2}{24 (c^2+d^2)}\left(1 + \frac{3}{2}\frac{c}{r} + \frac{5}{16}\frac{c^2}{r^2} + \frac{3}{16}\frac{d^2}{r^2}\right) m n (n^2 - 1) \\ &+ \frac{d^2 g^2}{12 (c^2+d^2)^2} m n (m^2 - 1) - \frac{5}{128}\frac{d^2 g^2}{r^2 (c^2+d^2)} m n (m^2 - 1) \\ &+ \frac{d^2}{64 r^2} \cdot \frac{d^2 g^2}{(c^2+d^2)^2} m n (m^2 - 1) \\ &\qquad + \frac{c^2 g^2}{12 (c^2+d^2)^2}\left(1 + \frac{c}{2r} + \frac{c^2}{16 r^2} + \frac{3}{16}\frac{d^2}{r^2}\right) m \cdot n (n^2 - 1) \end{aligned} \right\}$$

1) A. Esau, Jahrb. d. drahtl. Telegraphie 1911, S. 216.

Nimmt man die Ganghöhen der beiden Spulen als verschieden voneinander an, so kommen noch Glieder hinzu, die an Stelle von g^2 die Größe h^2 enthalten, im übrigen aber von der gleichen Form sind.

In ganz ähnlicher Weise wie vorhin lassen sich aus der obigen Formel eine Reihe von Spezialfällen ableiten

a) $m = 1$; n beliebig; $c \gtreqless 0$; $d \gtreqless 0$

b) $n = 1$; m beliebig; $c \gtreqless 0$; $d \gtreqless 0$

Die hierfür sich ergebenden Formeln sind, wie es sein muß, in Übereinstimmung mit den unter A a bzw. des II. Teiles der Untersuchung angegebenen Ausdrücken.

c) $n = m$; $c \gtreqless 0$; $d \gtreqless 0$.

Für Spulen gleicher Windungszahl wird

$$M = 4\pi r \left\{ \begin{aligned} &\left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 2\right) n^2 + \frac{c}{2r}\left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 1\right) n^2 \\ &\qquad + \frac{c^2}{16r^2}\left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} + 3\right) n^2 \\ &+ \frac{d^2}{16r^2}\left(3\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} - 1\right) n^2 \\ &\qquad + \frac{g^2}{48r^2}\left(\ln \frac{8r}{\sqrt{c^2+d^2}} + \frac{1}{2}\right) n^2(n^2-1) \\ &- \frac{g^2}{24(c^2+d^2)}\left(2 + \frac{3}{2}\frac{c}{r} + \frac{5}{16}\frac{c^2}{r^2} + \frac{3}{16}\frac{d^2}{r^2}\right) n^2(n^2-1) \\ &\qquad + \frac{d^2 g^2}{12(c^2+d^2)} n^2(n^2-1) \\ &- \frac{5}{128}\frac{d^2 g^2}{r^2(c^2+d^2)} n^2(n^2-1) + \frac{d^2}{64r^2}\frac{d^2 g^2}{(c^2+d^2)^2} n^2(n^2-1) \\ &+ \frac{c^2 g^2}{12(c^2+d^2)^2}\left(1 + \frac{c}{2r} + \frac{c^2}{16r^2} + \frac{3}{16}\frac{d^2}{r^2}\right) n^2(n^2-1) \end{aligned} \right\}$$

d) $c = 0$; $d \gtreqless 0$; $m \gtreqless n$.

Der gegenseitige Induktionskoeffizient der beiden Spulen unter der Voraussetzung gleicher mittlerer Durchmesser läßt sich schreiben in der Form

$$M = 4\pi r \left\{ \begin{aligned} &\left(\ln\frac{8r}{d} - 2\right) m\cdot n + \frac{d^2}{16r^2}\left(3\ln\frac{8r}{d} - 1\right) m\cdot n \\ &+ \frac{g^2}{192r^2}\left(\ln\frac{8r}{d} + 3\right) m n (n^2 - 1) \\ &\qquad\qquad + \frac{g^2}{192r^2}\left(3\ln\frac{8r}{d} - 1\right) m n (m^2 - 1) \\ &+ \frac{g^2}{24d^2} m n (m^2 - n^2) - \frac{g^2}{128r^2} n m (3m^2 + n^2 - 4) \end{aligned} \right\}$$

e) $c = 0$; $d \gtreqless 0$; $m = 1$; n beliebig.

f) $c = 0$; $d \gtreqless 0$; $n = 1$; m beliebig.

Die entsprechenden Formeln sind bereits unter A_d und im zweiten Teil gegeben worden.

g) $c = 0$; $d \gtreqless 0$; $m = n$.

Werden die Windungszahlen der beiden Spulen einander gleich, so geht die allgemeine Formel über in die folgende

$$M = 4\pi r \left\{ \begin{aligned} &\left(\ln\frac{8r}{d} - 2\right) n^2 + \frac{d^2}{16r^2}\left(3\ln\frac{8r}{d} - 1\right) n^2 \\ &+ \frac{g^2}{48r^2}\left(\ln\frac{8r}{d} - 1\right) n^2 (n^2 - 1) \end{aligned} \right\}$$

h) $d = 0$; $c \gtreqless 0$; $m \gtreqless 0$.

Setzt man $d = 0$, so erhält man zwei Spulen, von denen die eine innerhalb der anderen zu liegen kommt. Ihr gegenseitiger Induktionskoeffizient ist gegeben durch

$$M = 4\pi r \left\{ \begin{aligned} &\left(\ln\frac{8r}{c} - 2\right) m\cdot n + \frac{c}{2r}\left(\ln\frac{8r}{c} - 1\right) m\cdot n \\ &\qquad\qquad + \frac{c^2}{16r^2}\left(\ln\frac{8r}{c} + 3\right) m\cdot n \\ &+ \frac{g^2}{192r^2}\left(\ln\frac{8r}{c} + 3\right) m n (n^2 - 1) \\ &\qquad\qquad + \frac{g^2}{192r^2}\left(3\ln\frac{8r}{c} - 1\right) m\cdot n (m^2 - 1) \\ &- \frac{g^2}{24c^2} m n (m^2 - 1) - \frac{g^2}{24c^2}\left(1 + \frac{3}{2}\frac{c}{r} + \frac{5}{16}\frac{c^2}{r^2}\right) m n (n^2 - 1) \\ &+ \frac{g^2}{12c^2}\left(1 + \frac{c}{2r} + \frac{c^2}{16r^2}\right) m n (n^2 - 1) \end{aligned} \right\}$$

i) $d = 0$; $c \gtreqless 0$; $m = 1$; n beliebig.

k) $d = 0$; $c \gtreqless 0$; $n = 1$; m beliebig.

Über die hierbei sich ergebenden Formeln s. unter A_g und Teil II.

l) $d = 0$; $c \gtreqless 0$; $m = n$.

Der gegenseitige Induktionskoeffizient einer Flachspule und einer Zylinderspule, deren Windungszahlen einander gleich und deren gegenseitiger Abstand 0 ist, ist gegeben durch die Formel

$$M = 4\pi r \left\{ \begin{aligned} &\left(\ln \frac{8r}{c} - 2\right) n^2 + \frac{c}{2r}\left(\ln \frac{8r}{c} - 1\right) n^2 \\ &\qquad + \frac{c^2}{16r^2}\left(\ln \frac{8r}{c} + 3\right) n^2 \\ &+ \frac{g^2}{48r^2}\left(\ln \frac{8r}{c} + \frac{1}{8}\right) n^2 (n^2 - 1) - \frac{g^2}{48c \cdot r} \end{aligned} \right\}$$

Gültigkeitsbereich und Näherungsformeln.

Die Formel ist unter den gleichen Bedingungen gültig wie die entsprechende für Flachspulen bzw. Zylinderspulen.

Das gleiche gilt auch für die Näherungsformeln, die sich ergeben, wenn die Verhältnisse $\frac{g}{r}$ und $\frac{g}{d}$ bzw. $\frac{g}{c}$ sehr klein oder die Ausdrücke $\frac{c}{r}$ und $\frac{d}{r}$ groß werden.

Vergleich der gegenseitigen Induktionskoeffizienten von zwei Zylinderspulen und einer Zylinder- und Flachspule.

Die Differenz ΔM der gegenseitigen Induktionskoeffizienten M_c und $M_{c,f}$ der beiden Spulenformen wird

$$\Delta M = M_c - M_{c,f} = \frac{\pi \cdot r \cdot n^2 (n^2 - 1)}{24} \left\{ \frac{g^2}{r^2}\left(\ln \frac{8r}{d} - \frac{7}{2}\right) + 8\frac{g^2}{d^2} \right\}$$

ΔM ist stets positiv, d. h. der gegenseitige Induktionskoeffizient zweier Zylinderspulen ist stets größer als der einer Zylinder- und einer Flachspule.

Mit abnehmenden Werten der Größen $\frac{g}{r}$, $\frac{g}{d}$ und n wird die Differenz ΔM kleiner.

Vergleicht man ferner den soeben abgeleiteten Ausdruck für ΔM mit dem bei Flachspulen gefundenen, so ergibt sich für ihr Verhältnis der Wert

$$\frac{\Delta M_{c,f}}{\Delta M_f} = \frac{1}{2}$$

Die Differenz der gegenseitigen Induktionskoeffizienten bei zwei Zylinderspulen und einer Zylinder- und Flachspule ist halb so groß wie die zwischen zwei Zylinder- und zwei Flachspulen.

Der Kopplungskoeffizient K.

Das bei Flachspulen über die Berechnung des Kopplungskoeffizienten Ausgeführte gilt auch in unserem Falle.

Aus dem Vorhergehenden ergibt sich ferner, daß die Unterschiede der Kopplungskoeffizienten zwischen zwei Zylinder- und einer Zylinder- und Flachspule nur halb so groß ausfallen, wie die zwischen zwei Zylinder- und zwei Flachspulen.

Zusammenfassung.

1. Es werden Formeln aufgestellt für die Berechnung des gegenseitigen Induktionskoeffizienten von zwei einlagigen Flachspulen bzw. einer Zylinder- und einer Flachspule.

2. Die allgemeinen Formeln, die dem Einfluß der Ganghöhe Rechnung tragen, enthalten eine Reihe spezieller Fälle entsprechend den besonderen Abmessungen und Entfernungen der Spulen voneinander, die im einzelnen näher behandelt werden.

3. Für den Fall einer angenäherten Rechnung werden Näherungsformeln abgeleitet, mittels deren ihre Durchführung unter Benutzung von Tabellen und Kurven sehr vereinfacht wird.

4. Unter Hinzunahme von bereits früher angegebenen einfachen Formeln für die Berechnung der Selbstinduktionskoeffizienten von Zylinder- und Flachspulen läßt sich die Größe des Kopplungskoeffizienten auf sehr einfache Weise finden.

5. Der gegenseitige Induktionskoeffizient zweier Flachspulen ist stets kleiner als der von Zylinderspulen, vorausgesetzt, daß in beiden Fällen die Spulendimensionen und ihre Abstände einander gleich sind.

Die Unterschiede werden um so größer, je höhere Werte die Größen $\frac{g}{r}$ und $\frac{g}{d}$ annehmen.

6. Für den Kopplungskoeffizienten gilt das gleiche.

7. Bei einer Zylinder- und einer Flachspule treten ganz ähnliche Verhältnisse ein.

Die Unterschiede gegenüber Zylinderspulen sind hierbei aber nur halb so groß wie bei zwei Flachspulen.

Die Poulsenanlage in Königswusterhausen.[1])

Von **H. Thurn,** Berlin-Friedenau.

Zum Unterschied von den Methoden zur Erzeugung hochfrequenter Ströme, welche mit Funken- und Stoßerregung arbeiten und bei denen man gedämpfte Schwingungen erhält, gibt der Lichtbogengenerator ungedämpfte Schwingungen. Bei der Poulsenlampe wird, wie bekannt, die Umwandlung der Gleichstromenergie in Hochfrequenzenergie dadurch wesentlich unterstützt,

1. daß die Lichtbogenstrecke (zwischen den beiden Elektroden) in Wasserstoff oder in ein wasserstoffhaltiges Gas, z. B. Spiritusdampf, gesetzt wird. Die große Ionenbeweglichkeit dieses Gases bewirkt, daß das Spannungsgefälle längs des Lichtbogens verändert und damit das für die Heizung des negativen Kraters in Frage kommende Kathodengefälle kleiner wird;

2. daß man auf den Lichtbogen ein Magnetfeld wirken läßt, dessen Richtung senkrecht zur Stromrichtung ist (magnetisches Gebläse). Der Lichtbogen stellt dann einen beweglichen Leiter dar, der sich in einem magnetischen Kraftfeld befindet. Der Bogen wird abgelenkt bzw. aus-

---

1) Die während des Weltkrieges von der deutschen Heeresverwaltung als Großfunkstelle benutzte Hauptfunkstelle Königswusterhausen wurde im Jahre 1919 von der Reichs-Telegraphenverwaltung übernommen und dient heute lediglich Verkehrsinteressen. Mit Rücksicht darauf, daß im Reichsfunknetz lediglich das ungedämpfte System benutzt wird und die Station für Verkehrszwecke auch in bezug auf gleichzeitiges Arbeiten mehrerer Sender erweitert werden mußte, wurden zur Platzgewinnung die bei der Funkstelle vorhandenen tönenden Sender (ein 70 KW und ein 5 KW tönender Löschfunkensender von Telefunken) ausgebaut und durch ungedämpfte Sender ersetzt. Da die Reichs-Telegraphenverwaltung auf ihren Leitfunkstellen durchweg den Gegensprechverkehr eingeführt hat, wird die Hauptfunkstelle Königswusterhausen in Zukunft nur die Sender enthalten, während die entsprechenden Empfangsanlagen sich in etwa 15 km entfernten Orten befinden werden. Eine bei der Empfangsstelle befindliche Übertragungsvorrichtung ermöglicht die gleichzeitige Aufnahme (Niederschrift) bei der Hauptfunkstelle bzw. beim Haupttelegraphenamt Berlin. Auch die Inbetriebsetzung sämtlicher Sender (Ferntastung) soll in Zukunft unmittelbar beim Haupttelegraphenamt erfolgen; zum Teil ist dies schon jetzt durchgeführt.

geblasen und dadurch eine schnellere Entionisierung des Elektroden zwischenraums veranlaßt;

3. daß man die Kupferelektrode (positive Elektrode) durch fließendes Wasser kühlt und die Kohlenelektrode (negative Elektrode) langsam um ihre Achse rotieren läßt, so daß immer frische Stellen dieser Elektrode zum Abbrand kommen, wodurch nicht nur ein gleichmäßiger Brand der Kohle, sondern auch Stetigkeit in der Länge des Lichtbogens erzielt wird. Neuerdings läßt man bei der Anlage in Königswusterhausen beide Elektroden rotieren.

Da der Lichtbogenstrom und das in Serie geschaltete Magnet feld voneinander abhängig sind, erfolgt die Regulierung des Lichtbogens vollkommen automatisch, so daß die Schwankungen im Lichtbogen nur sehr gering sein können. Jedenfalls zeigt Theorie und Versuch, daß für bestimmte Hochfrequenzenergie und Periodenzahl auch das magnetische Feld einen bestimmten günstigsten Wert haben muß; die magnetische Feldstärke muß z. B. der Wellenlänge angepaßt sein, da bei langen Wellen auch die Zeiten des Erloschenseins des Lichtbogens zunehmen und deshalb mit einem schwächeren Felde eine genügende Entionisation erreicht werden kann. Bei modernen Lichtbogensendern läßt sich bei einigermaßen großen Leistungen und Wellenlängen von über 2000 m ein fast völliges Gleichbleiben der Schwingungsperiode erreichen, so daß sich die Periodenschwankungen im praktischen Betriebe kaum störend bemerkbar machen.

Die vom Lichtbogen erzeugte Hochfrequenzenergie muß im Sinne der Morsezeichen vom Luftleiter ausgestrahlt werden. Der zugeführte Betriebsstrom läßt sich nicht wie bei den Funkensendern unmittelbar tasten, da der Bogen hierbei stets erlöschen würde. Wollte man die Zündung immer wieder von neuem vornehmen, so würde, abgesehen von anderen Betriebsschwierigkeiten, die Zeichengebung sehr verlangsamt werden. Im Betriebe hatten sich bisher hauptsächlich zwei Tastverfahren herausgebildet, von denen das eine auf einer Verstimmung der Antenne beruht, während das zweite den Bogen auf einen künstlichen Belastungskreis im Rhythmus der Morsezeichen umschaltet. Diese beiden Tastanordnungen sind heute überholt; besonders das von amerikanischen Poulsenstationen noch immer angewandte Tasten mit Verstimmung hat sich für große Energien als ungeeignet erwiesen, da dadurch Schwierigkeiten beim Empfang hervorgerufen werden. Die Lorenz-Poulsengeneratoren in Königswusterhausen arbeiten daher mit einem neuen Tastverfahren, das von der C. Lorenz A.-G. entwickelt worden ist. Diese neueste Schaltung beruht darauf, daß das Tasten

nicht durch Verstimmung, sondern durch vollkommene Unterdrückung des Antennenstromes bis zum Nullwert geschieht. Die Tastung gestattet die dem Lichtbogen in den Tastraum zugeführte Leistung auf einen kleinen Bruchteil des Belastungsstromes während der Ausstrahlungsperioden zu bringen, wodurch der mittlere Wirkungsgrad beträchtlich erhöht und die Erwärmung der Maschine und der Feldwicklung reduziert wird. Die Tastvorrichtung erlaubt mit einer ganz kleinen Taste Antennenleistungen bis 50 KW, unmittelbar bei noch größerer Leistung mit Hilfe eines kleinen Zwischenrelais die ganze Antennenleistung bis auf den Wert Null zu tasten. Diese neue Tasteinrichtung ermöglicht sehr schnelles Handtasten und e. F. auch automatisches Schnelltasten und enthält, da nur kleine Energieumschaltungen erforderlich sind, außer der eigentlichen Taste, bzw. eines kleinen Relais keine weiteren beweglichen Teile. Der Nachteil, den man den Poulsensendern bisher zum Vorwurf machte, daß sie beim Tasten mit Tastkreis infolge der erforderlichen schweren Relais eine eigentliche Schnelltelegraphie nicht ermöglichten und daß sie beim Tasten mit Verstimmung außerdem noch durch die ausgesandten zwei Wellen den Empfang schwierig machten, ihn durch die sogenannten negativen Zeichen oft erheblich störten, fällt bei Benutzung der neuen Tastart vollkommen weg. Die Poulsensender ermöglichen jetzt dieselben Telegraphiergeschwindigkeiten, wie z. B. der Röhrensender.

Ein weiterer Vorteil wird noch dadurch erreicht, daß während der Zeichenpausen die aufgenommene Energie auf einen Leerlaufswert zurückgeht, so daß der mittlere Wirkungsgrad bedentend vergrößert wird.

Der 4 kW-Poulsensender in Königswusterhausen.

Der 4 KW-Poulsen-Lorenzsender ist in Fig. 1 und 2 dargestellt. Der Schwingungsgenerator, sowie die Gleichstrom- und Hochfrequenzschaltorgane sind gemeinsam auf einem dreiteiligen Eisenrohrgerüst untergebracht. Das linke Feld enthält die Gleichstrom-, Schalt- und Meßorgane, das rechte die Hochfrequenzschaltorgane und das mittlere den Lichtbogengenerator mit seinen Zusatzapparaten.

Die aus drei Marmorschalttafeln bestehende Gleichstromschalttafel (in Fig. 1 links von vorn gesehen) enthält oben einen Strom- und Spannungsmesser für den Speisestrom des Lichtbogengenerators, auf der mittleren Schalttafel sitzen die beiden Blockrelais, sowie verschiedene Schalter und Sicherungen. Die Relais haben die Aufgabe, zu verhindern, daß der Sender in Tätigkeit gesetzt wird, solange noch

die Empfangsapparate eingeschaltet sind, weil dadurch die Empfänger zum mindesten gefährdet würden. Der Erregerstrom des Relais fließt über Blockierungskontakte an Antennenschalter und an den Empfängern, so daß erst durch Umstellen dieser Schalter auf „Senden", in welcher Stellung alle Empfangskreise abgeschaltet sind, der Kreis für den Erregerstrom des Relaismagneten geschlossen wird. Durch die Einwirkung des Magneten auf den beweglichen Teil des Relais wird jetzt auch der Stromkreis für den Generator und der für die Nebenapparate ge-

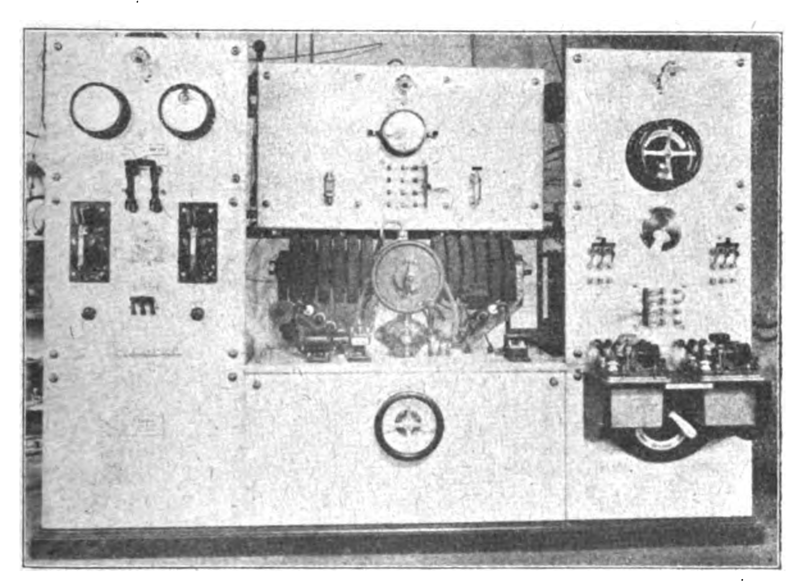


Fig. 1.

schlossen. Die Relais sitzen auf der vorderen Marmorplatte der Gleichstromschalttafel. Die Blockierung des Generatorstromes geschieht doppelpolig, diejenige des Stromes für die Nebenapparate einpolig. Der Erregerstrom für das Relais selbst wird durch den Sendeempfangsschalter eingeschaltet.

Der Lichtbogengenerator mit Schalttafel und Zusatzapparaten ist in dem mittleren Eisengerüst angebracht, das durch je eine Marmortafel abgeschlossen ist. Er besteht aus der Flammenkammer und zwölf Magnetspulen, der Magnetkerneinstellvorrichtung, sowie der Kohlenantriebsvorrichtung mit Motor und magnetischer Zündung.

Die obere Schalttafel trägt einen Wasserfluß- und Spirituskontroll-

apparat, einen vierpoligen Umschalter zur Parallel- und Serienschaltung der Magnetspulen des Lichtbogengenerators für lange bzw. kurze Wellen und den Antennenstrommesser.

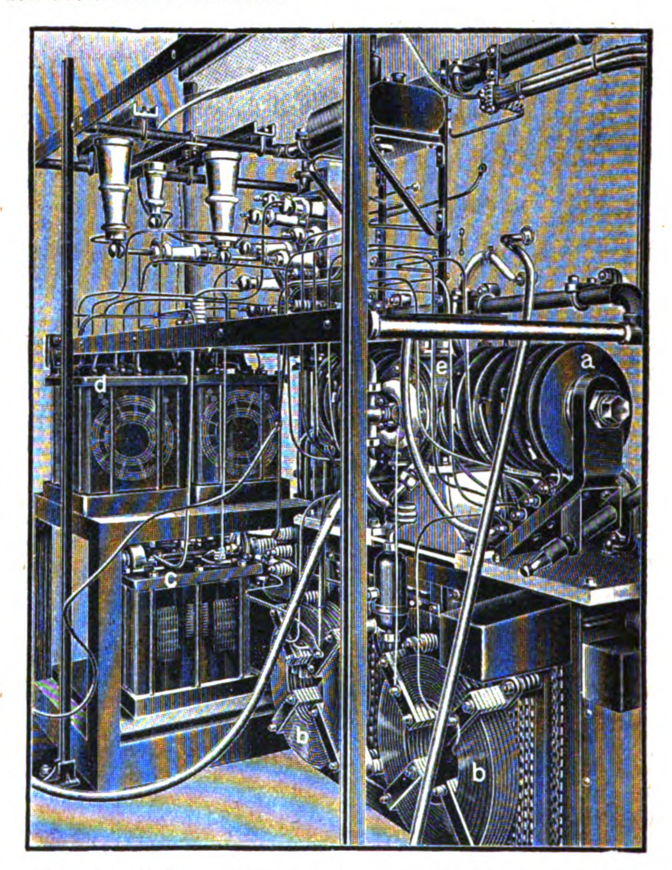


Fig. 2. Seitliche Rückansicht des 4 kW-Poulsensenders.
Erläuterungen: a) Magnetspulen; b) Luftdrahtdrossel; c) Sendervariometer; d) Luftdrahtverlängerung; e) Flammenkammer.

Durch die untere Schalttafel ragt das Handrad des Lichtbogenvorschaltwiderstandes. Dieser Regulierwiderstand ist zum Teil in dem Eisenrahmen unter dem Generator, zum Teil in einem besonderen im Keller befindlichen Eisengestell untergebracht und besteht aus einem von Asbestgeflecht zusammengehaltenen Widerstandsband. Der Widerstand ist mittels eines großen Handrades stufenweise ver-

änderlich und gestattet eine Regulierung der Lichtbogenstromstärke vom vollen Betrage bis auf etwa $^1/_3$.

An die Rückseite des Lichtbogenvorschaltwiderstandes sind die Drosselspulen angebaut, die den Zweck haben, die schnellen Schwingungen vom Gleichstromnetz fernzuhalten. Zur Vermeidung von Gleichstromverlusten darf jedoch der Ohmsche Widerstand der Spulen nicht zu hoch sein. Die gewählte Scheibenform der aus Kupferdraht gewickelten Spulen gewährleistet bei hoher Selbstinduktion und geringer Kapazität eine vorzügliche Wärmeabfuhr. Die spezifische Strombelastung der Spulen kann daher ohne Gefahr für die Isolation ziemlich hoch betrieben werden. Die einzelnen Scheiben sind zu zwei Gruppen bei je acht Spulen durch paraffinierte, verdübelte Holzleisten vereinigt.

Die Schaltorgane für die Hochfrequenzapparate sind in der rechten dreiteiligen Schalttafel angeordnet. Die obere Marmortafel trägt das Handrad zur Betätigung des Sendespulenschalters.

Auf der mittleren Tafel sind der Hebel für das Variometer mit Skala, drei Schalter für die Tastrelais und die Verstimmungen, sowie die Anschlüsse für die beiden Tastrelais untergebracht.

Die Unterbrechung der Hochfrequenzenergie im Sinne der getasteten Morsezeichen geschieht in einem besonderen Apparat, dem Tastrelais, das durch eine kleine Handtaste elektromagnetisch betätigt wird. Das Tastrelais besteht aus einem Petroleumgefäß und einer Deckelplatte, die in Bronzeguß ausgeführt sind. Unter der Deckelplatte befinden sich die Organe zur Unterbrechung des Hochfrequenzstromes und oberhalb diejenigen zur elektromagnetischen oder mechanischen Betätigung des Relais. Der auf der Deckelplatte befindliche Elektromagnet besitzt zwei Spulen, die über die Relaistaste vom Hilfsstrom der Nebenapparate gespeist werden. Die Spulen sind nebeneinander geschaltet. Das den Stirnflächen der Spulen gegenüberstehende, aus dem Petroleumgefäß herausragende gabelförmige Ende des Pendelkontaktes ist mit einem Ankerstück aus weichem Eisen versehen. Auf der einseitig herausgeführten Drehachse des Pendelstieles sitzt ein tastenartiger Hebel, mit dessen Hilfe die Hochfrequenzkontakte im Innern des Relais von Hand aus betätigt werden können, wenn das elektromagnetische Tasten aus irgendwelchen Gründen versagen sollte. Die Kontrolle über die Standhöhe des Petroleums ermöglicht ein Flüssigkeitsstandgefäß. Diese Prüfung ist besonders deshalb wichtig, weil sich bei zu niedrigem Petroleumstand unter Umständen ein Gasgemisch im Tastrelais ansammelt, das explodieren kann. Die Öffnung zum Einfüllen des Petroleums ist zur weiteren Sicherheit gegen etwaige Druck-

ausgleichungen mit einem dünnen Blech (Reißblech) versehen. Die Herausführung der Hochfrequenzleitungen geschieht mittels Porzellandurchführungen. Zu große Hochfrequenzspannungen können sich durch eine auf der Deckelplatte sitzende Hörnersicherung gegen das geerdete Gehäuse des Relais ausgleichen. Die beiden Tastrelais sind an der unteren Tafel angebracht und darunter der Hebel für die Parallel- oder Serienschaltung des Variometers.[1])

Das Sendevariometer dient in Verbindung mit den Sendespulen zur handlichen und kontinuierlichen Überbrückung der durch die Spulenunterteilung geschaffenen Stufen bei der Wellenänderung. Es ist nach dem Typ der Zylindervariometer ausgeführt; die Drahtwicklung (Lackdrahtlitze) paßt sich in ihrer Gestalt Zylinderflächen an, die durch Hartgummisegmente und Glasstäbe die notwendige Versteifung erhalten. Es besteht aus zwei sich ineinander drehenden Zylinderflächen, deren Wicklungselemente in Reihe bzw. parallel geschaltet werden können. Das Variometer ist — um einer bei Dauerbelastung unzulässigen Erwärmung vorzubeugen — in einem Ölbad untergebracht.

Die Parallel- und Serienschaltung des unter den Spulenkästen angebrachten Variometers geschieht vom Hebel an der unteren Tafel vermittelst biegsamer Welle, während die Drehung der Variometerspule vom Handgriff auf der mittleren Tafel durch Seilzug übertragen wird.

Der Schwingungserzeuger (die Poulsen-Lorenzlampe) ist in einem Metallgehäuse, der sogenannten Flammenkammer, untergebracht, in welcher zwischen zwei Elektroden der Lichtbogen brennt. Ihr doppelwandiger Mantel wird durch Wasser gekühlt, das einem unterhalb des Telegraphierraumes befindlichen Behälter entnommen und durch eine kleine außerhalb des Senders sitzende Zentrifugalpumpe der Flammenkammer zugeführt wird. Dann durchfließt das Wasser den Wasserflußkontrollapparat. Das erhitzte Wasser gelangt von hier in den vorgenannten Behälter zurück, in dem die Rückkühlung erfolgt. Diese Wasserkühlung genügt zur Abführung der Verlustenergie vollauf, so daß bei vorschriftsmäßiger Bedienung selbst bei langer Betriebsdauer keine unzulässige Erwärmung auftreten kann.

Die positive (hintere) Elektrode des Senders bestand bei der früheren Ausführungsform aus einem Hohlkörper aus Kupfer, der mit einem Zufluß- und Abflußrohr für das Kühlwasser ausgestattet ist. Bei der neueren Anordnung in Königswusterhausen ist auch die Kupferelektrode durch eine drehende Kohlenelektrode ersetzt worden.

1) Statt des Tastrelais wird jetzt das oben beschriebene Verfahren verwendet.

Die Kohlenelektroden sind auswechselbar und bestehen aus einem Stück Rundkohle, das in einer besonderen Hülse, dem Kohlenhalter, gehalten wird. Zur Erzielung eines gleichmäßigen Abbrandes, der für die Konstanz der Schwingungen unerläßlich ist, wird die Kohle langsam um ihre Längsachse gedreht. Dies erfolgt durch einen vor der Flammenkammer sitzenden Motor unter Zwischenschaltung einer in Vaseline laufenden Schneckenradübersetzung und einer biegsamen Welle. Der Kohlenhalter ist mit einer Hülse umgeben und wird von dieser bei der Umdrehung durch die Reibung mitgenommen. Diese Lagerung erlaubt, daß man in jeder Stellung des Schneckenrades den Kohlenhalter herausziehen oder, falls aus irgendeinem Grunde der mechanische Antrieb versagen sollte, von Hand aus drehen kann.

Der notwendige Wasserstoff wird in Form von Spiritus aus einer Spiritustropfeinrichtung der Flammenkammer zugeführt, wo er infolge der dort herrschenden hohen Temperatur verdampft. Das Vorratsgefäß ist mit einer verschraubbaren Einfüllöffnung, mit einem Schwimmer als Kontrolleur für den Flüssigkeitsstand und mit einer beim Senden elektromagnetisch betätigten Abschlußöffnung (Topfelektromagnet) versehen. Um eine Vergeudung des in nur geringen Mengen notwendigen Spiritus zu vermeiden, wird er nur tropfenweise zugeführt; die Regelung des Zuflusses geschieht durch den Spiritustropfer (auf der rechten Seite der mittleren oberen Schalttafel), der mit dem Vorratsgefäß und Schwingungsgenerator durch entsprechende Rohre verbunden ist.

Das Magnetfeld, in welchem der Lichtbogen brennt, bildet sich zwischen zwei seitlich in die Flammenkammer ragenden Eisenkernen aus. Die Kerne sind aus schwedischem Flußeisen hergestellt; sie sind unterhalb der Flammenkammer durch einen Eisenbügel magnetisch geschlossen. Auf dem Eisenkern befinden sich beiderseits je sechs Magnetspulen, die durch den Lichtbogenstrom erregt werden. Über zwei der rechten Magnetspulen ist das sogenannte magnetische Nebenschlußrelais montiert, das die selbsttätige Zündung des Lichtbogens von dem in den Magnetkernen erregten Magnetismus abhängig macht. Diese elektromagnetisch wirkende selbsttätige Zündung tritt beim Übergang von Empfang auf Senden in Tätigkeit. Sie besteht aus der Zündspule (Topfelektromagnet) mit Anker, einem Übertragungshebel, dem magnetischen Nebenschlußrelais und einem Relais zum Kurzschließen des Lichtbogenvorschaltwiderstandes.

Die unterhalb der Flammenkammer montierte Zündspule ist in einem Eisentopf untergebracht und mit den übrigen Nebenapparaten

über die Blockierung der an der Gleichstromschalttafel angebrachten Blockrelais und über das magnetische Nebenschlußrelais an die Hilfsspannung angeschlossen. Der Anker des Topfmagneten ist an dem Übertragungshebel befestigt und überträgt durch diesen die Bewegung auf die Kohlenelektrode.

Das magnetische Nebenschlußrelais macht die Zündung des Schwingungsgenerators von dem in seinen Magnetschenkeln erregten Magnetismus abhängig. Zwei Eisenbleche greifen um den Magnetschenkel und werden durch ein drittes Eisenblech überbrückt (magnetischer Nebenschluß). Bei nicht erregtem Magnetismus wird das die Brücke bildende Eisenblech durch Federkraft von den beiden anderen Blechen abgedrückt und schließt zu dieser Stellung mit Hilfe einer vorhandenen Kontaktvorrichtung den Stromkreis für die Zündspule. Das Relais zum Kurzschließen des Lichtbogenvorschaltwiderstandes ist ebenfalls über die Blockierung der Blockrelais und über das magnetische Nebenschlußrelais an die Hilfsspannung angeschlossen.

Der Vorgang bei der Zündung ist folgender: Nach Anziehen der Blockrelais erhält die Zündspule über den noch geschlossenen oberen Kontakt des magnetischen Nebenschlußreglers Strom. Die Kohlenelektrode wird hierdurch gegen die Kupferelektrode gedrückt, d. h. die Lichtbogenstrecke kurzgeschlossen, also der Hauptstrom eingeschaltet. Der hierdurch erregte Magnetismus in den Magnetschenkeln läßt das magnetische Nebenschlußrelais in Tätigkeit treten, das überbrückende Eisenblech wird also angezogen, der Zündspulenstrom unterbrochen und der untere Kontakt für das Relais zum Kurzschließen des Lichtbogenvorschaltwiderstandes geschlossen. Der Übertragungshebel (Zündhebel) schnellt durch Federdruck zurück und es bildet sich zwischen den Elektroden der Lichtbogen aus. Die Spule des Relais zum Kurzschließen des Lichtbogenwiderstandes erhält Strom und zieht den Anker an. Hierdurch wird der Teil des Lichtbogenvorschaltwiderstandes kurzgeschlossen, der durch die Stellung des Handrades vor dem Zünden bedingt war.

In mehreren ölgefüllten Kupferkästen innerhalb des Senders ist eine Kondensatorenkombination untergebracht, deren Anschlüsse mit dem Generator und der Hochfrequenzschalttafel verbunden sind.

Die Blockkondensatoren sollen den Gleichstrom vom Schwingungskreis absperren und den Schwingungen einen möglichst geringen Widerstand bieten; sie sind im Verhältnis zu den Kapazitäten des Schwingungskreises elektrisch sehr groß gewählt, während die spezifische Beanspruchung des Dielektrikums sehr niedrig ist, so daß nur

sehr geringe Verluste in ihnen auftreten. Die Kondensatoren haben Kupferblechbelegungen (0,08 mm stark), die durch Glimmer als Dielektrikum voneinander getrennt sind. Bei der Konstruktion der Kondensatoren ist das Verhältnis der durch die Dicke des Dielektrikums gegebenen Durchschlagsspannung zu der durch den Abstand der Belegung vom Rande bestimmten Überschlagsspannung sehr groß gewählt,

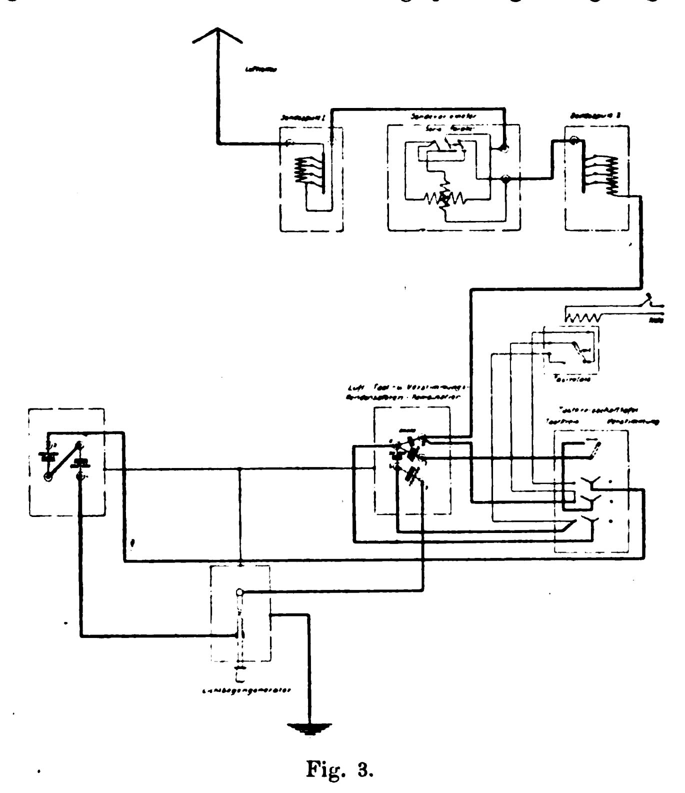


Fig. 3.

so daß bei „Überspannung" weit eher Überschlagen als Durchschlagen der Belegungen erfolgt. Dies bedingt eine große Betriebssicherheit. Denn während bei einem etwaigen Durchschlagen des Dielektrikums meist ein Kurzschluß und die Zerstörung des Kondensators die Folge ist, tritt beim Überschlagen nur ein außerordentlich kurze Zeit dauernder, wegen der langen Wegstrecke und der guten Abkühlung „stark gedämpfter" Ausgleich der Überspannung auf.

Die in gleicher Weise ausgeführten Tastkondensatoren dienten

bisher zur Aufnahme der vom Lichtbogen erzeugten Hochfrequenzenergie während der Morsepausen, wodurch Belastungsschwankungen des Lichtbogens durch die Zeichengebung vermieden werden. Die in den Tastkondensatoren fließende Hochfrequenzenergie setzt sich in Wärme um, die durch das Öl abgeführt wird. Durch das neue Tastverfahren fallen die Tastkondensatoren fort und werden durch eine besondere Schaltung ersetzt.

Die Fig. 3 zeigt uns die Schaltung des Generators, die in ihren wesentlichen Punkten auch für den großen Poulsensender zutrifft.

Die 32 kW-Poulsenanlage in Königswusterhausen.

Außer dem eigentlichen Generator, welcher den Lichtbogen zur Schwingungserzeugung enthält, besitzt die Anlage eine Reihe weiterer

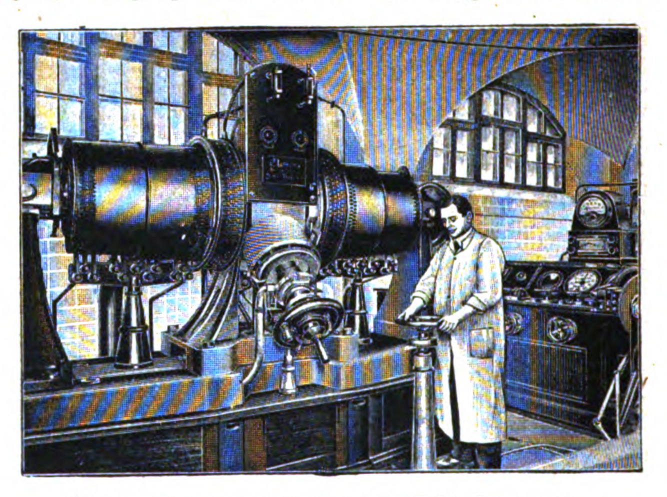


Fig. 4. Gesamtansicht des 32 kW-Poulsensenders.

Apparate, welche teilweise dem Hochfrequenzkreise angehören, teilweise für die Regelung des Gleichstromes nötig sind. Nur die wichtigsten für den Schwingungskreis, welche der Bedienung und Aufsicht unterworfen sind, befinden sich in dem Senderaum, während die übrigen in dem darunter liegenden Kellerraum aufgestellt sind.

a) Generator.

Der Generator (Fig. 4 und 5) wandelt den hochgespannten Gleichstrom von etwa 1000 Volt in Wechselstrom sehr hoher Frequenz um.

Der Hauptteil ist die Flammenkammer, an deren Vorder- und Rückseite, schräg nach unten gerichtet, die beiden Elektroden herausragen; rechts und links sind die für das magnetische Gebläse erforderlichen Magnetkerne mit den Erregerspulen angesetzt.

Die Flammenkammer ist zweiteilig kastenförmig ausgebildet; der oben befindliche doppelwandige Teil ragt tief in den unteren hinein.

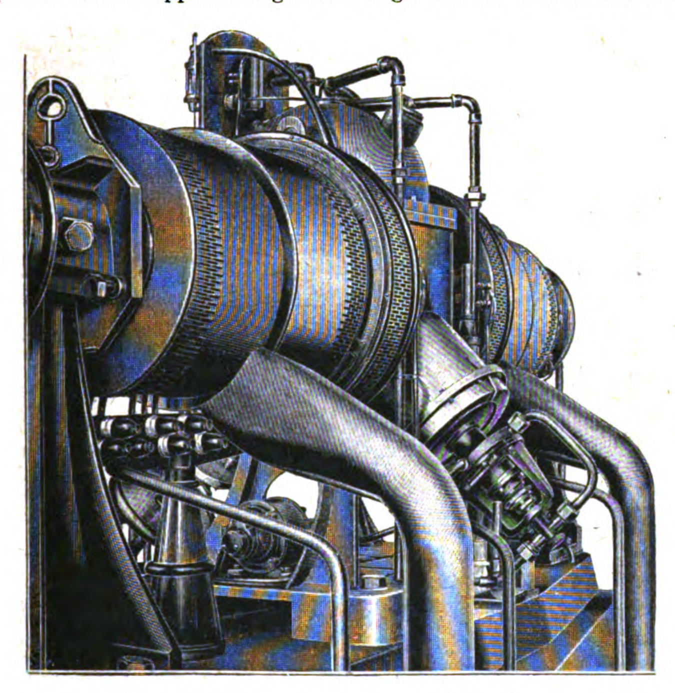


Fig. 5. Seitliche Rückansicht des 32 kW-Senders.

Diese untere Hälfte bildet für den konstruktiven Aufbau das Bindeglied der übrigen Zubehörteile und ist vermittelst seitlich angegossener Flanschen auf Stützen geschraubt; er besitzt eine kastenförmige Gestalt mit einem horizontalen Querschnitt von etwa 50 : 35 cm. An den Seiten treten die Magnetkerne in das Innere ein. An der unteren Hälfte der Vorder- und Rückseite ist je ein zylindrischer Ansatz von etwa 30 cm Durchmesser angegossen, die in einem starken Flansche endigen und die Einsatzöffnungen für die beiden Elektroden bilden. Der obere Teil der Flammenkammer besitzt einen rings um den Körper laufenden gedichteten Flansch, mit welchem er auf den unteren Kammer-

teil aufliegt. Unterhalb dieses Flansches ist sein horizontaler Querschnitt ebenfalls rechteckig, nur kleiner wie der des unteren Teiles, so daß er noch in denselben hineinpaßt. Nach unten zu verengert sich der Innenraum in Form eines rechteckigen Rumpfes bis zu der Gegend, wo der Lichtbogen sitzt. Oberhalb der Einsatzöffnungen für die beiden Elektroden zeigt der Körper die Gestalt eines liegenden Halbzylinders mit zu den Magnetkernen parallel gerichteter Achse. Da dieser obere Teil dem ganzen von dem Lichtbogen herrührenden Wärmeanprall ausgesetzt ist, wurde er doppelwandig mit zwischenliegender Wasserzirkulation hergestellt.

An der vorderen Außenseite der Kammer ist eine Marmorplatte aufgeschraubt, welche zwei Schaugläser trägt; das vom Beschauer linksseitige dient zur Wasserflußkontrolle, wobei sich die Bewegung des Wassers durch Heben und Drehen eines Flügelrädchens bemerkbar macht. Das zweite Schauglas enthält die Tropfeinrichtung für den Spiritus, der zur Erzeugung von Wasserstoffatmosphäre in den Innenraum der Kammer tritt. Je eine hinter den Gläsern sitzende Glühbirne gestattet auch eine gute Beobachtung bei schlechter Beleuchtung. An der Bodenfläche der Kammer ist ein Rohr angesetzt, welches bei starkem Überdruck infolge Explosion der Spiritusdämpfe einen Ausgleich mit der Außenluft gewährt und in einen ballonartigen Auspufftopf hineinragt, der nach oben zu offen ist und mit Wasser gefüllt wird. Das Wasser bildet so den Abschluß der Kammer von der Außenluft.

Die beiden Elektroden, eine wassergekühlte Kupfer- und eine Kohlenelektrode, treten unter einem Winkel von 45° gegen die Wagerechte in die Kammer, so daß sie selbst einen Winkel von 90° miteinander bilden. Für die vorn befindliche Kohlenelektrode ist zur Isolierung in den betreffenden Kammeransatz zunächst ein glockenförmiger Porzellankörper, mit der konkaven Seite nach außen zu, eingesetzt. In die Bohrung des Isolators ist eine doppelwandige Hülse mit zwei Rohranschlußstutzen eingeschoben, so daß Wasserkühlung ermöglicht ist. Darin steckt ferner ein drehbares Rohr, an dem zum Antrieb ein Schneckenrad aufgesetzt ist und welches die Führung für die eigentliche Kohlenelektrode ist. Sie trägt außen einen Hartgummigriff zum Anfassen und ist am inneren Ende mit federnden Lappen versehen, zwischen welchen die auszuwechselnde Kohle eingeklemmt wird. Mit Hilfe eines isolierten Handrades kann die Elektrode zur Einregulierung der Lichtbogenlänge axial verschoben werden. Ein am Handrad befestigter umlegbarer Bügel sichert die Elektrode vor dem Herausfallen.

Bei der Kupferelektrode sind der Isolator und die wassergekühlte Hülse in gleicher Weise konstruktiv gestaltet und ebenfalls mit Hilfe eines Schneckenrades drehbar eingerichtet. Die in die Hülse eingesetzte Elektrode, welche in der Kammer in ein rohrförmiges Kupferstück ausläuft, ist hohl gebohrt. Mit Hilfe eines innen eingesteckten Kupferrohres wird das Kühlwasser bis dicht an die Brandstelle des Lichtbogens geleitet, um in dem ringförmigen Zwischenraum zwischen dem Rohr und der Bohrung zurückzufließen. Eine Art Stopfbuchse dichtet den feststehenden Teil gegenüber dem beweglichen ab.

Die Geschwindigkeit, mit der beide Elektroden von dem Motor gedreht werden, beträgt 3—4 Umdrehungen in der Minute.

Zu beiden Seiten der Flammenkammer sind die in einer Achse liegenden Magnetkerne angesetzt, welche im Innern der Kammer bis dicht an den Lichtbogen heranreichen. Das von Pol zu Pol übertretende Kraftfeld ist so eingerichtet, daß der Lichtbogen nach oben abgelenkt wird. Da die Magnetkerne an sich schon ein ansehnliches Gewicht besitzen und außerdem noch die Erregerspulen zu tragen haben, sind sie an dem der Kammer abgelegenen Ende noch durch eiserne Stützen getragen, welche gleichzeitig die Aufgaben haben, als Kraftlinienweg zu dienen. Den gleichen Zweck erfüllt auch die Fundamentplatte, so daß der eisenerfüllte Weg bis auf die Lichtbogenstrecke ein vollständiger ist.

Die Erregung des Kraftlinienfeldes geschieht hauptsächlich durch den Speisestrom des Lichtbogens, indem der Strom in jedem Zweig vor Erreichung der Elektrode erst die Magnetspulen durchfließt. Sie kann außerdem noch durch sechs Kupferbandspulen verstärkt werden, welche dicht neben der Kammer sitzen und von 220 Volt Gleichstrom gespeist werden. Auf jedem Magnetkern sitzen 16 Kupferbandspulen. Eine Regelung der Stromstärke, für die im allgemeinen ein vorgeschalteter Stufenwiderstand sorgt, ist insofern beschränkt, als die Stromstärke sich vor allem nach der gewünschten Lichtbogenleistung richten muß. Um dennoch eine Änderungsmöglichkeit der Felderregung in beschränktem Maße vornehmen zu können, sind an den Enden bzw. Anfängen einzelner Spulengruppen Unterbrechungsstellen, welche eine Serien- oder Parallelschaltung gestatten. Zur Kühlung wird von zwei im Kellerraum aufgestellten Ventilatoren Luft in senkrechten Röhren nach oben geführt und durch die Spulengruppen hindurchgetrieben.

b) Vorschaltwiderstand.

Um eine Energieregelung möglich zu machen und um beim Zünden des Lichtbogens einen Kurzschluß zu vermeiden, ist in der einen Gleichstromspeiseleitung noch ein in Stufen regelbarer Widerstand eingebaut, der im Kellerraum aufgestellt ist. Seine Bedienung geschieht vom Generator aus mittels eines Seilzuges. Auf dem Schaltkasten befindet sich eine senkrechte Welle, welche bis an die Kellerdecke reicht; von da geht der Drahtzug nach einer zweiten, in einer Standsäule gelagerten Welle dicht vor dem Generator, welche mit Hilfe eines Handrades bewegt werden kann. Der Widerstand besteht aus einem offenen, aus Winkeleisen zusammengesetzten Rahmengestell, in welches das Widerstandsmaterial in Bandform eingehängt ist. Zwischen den beiden oberen und unteren Längsseiten sind Porzellanrollen verlegt, über welche abwechselnd oben und unten im Zickzack ein mit Asbestfaden geflochtenes Widerstandsband gespannt ist. In etwa 1 m Höhe ist entlang der Längsseite ein Winkeleisen angenietet, auf welchem 10 Kappenisolatoren verteilt sind, zu denen die Abzweigungen der Widerstandsstufen geleitet sind. Gleiche Isolatoren befinden sich auf dem Winkeleisengestell des auf einem eigenen Sockel ruhenden Stufenschalters. Über die Isolatoren erfolgt die elektrische Verbindung zwischen den beiden Apparatteilen. Der Stufenschalter enthält auf einer senkrecht angeordneten Platte im Halbkreis die mit den Abzweigungen in Verbindung stehenden Kontakte verteilt, über welche eine an einer horizontalen Achse sitzende Kontaktfeder gleitet. Mit Hilfe eines Winkelradgetriebes wird die Bewegung auf eine senkrechte Achse übertragen, welche durch den Kastendeckel nach oben tritt und durch Seilzug angetrieben wird.

c) Drosselspulen.

Zur Abhaltung des hochfrequenten Wechselstromes von den Gleichstromleitungen sind in diese Drosselspulen eingebaut. An dem Deckel eines mit Paraffinöl gefüllten Glasgefäßes hängt senkrecht eine Glasplatte, zu deren beiden Seiten die beiden Scheibenspulen angebracht sind. Es werden vier Spulenkästen benutzt, von denen je zwei Scheibenspulen flechtwerkartig aus Litzendraht oder aus Kupferband gewickelt sind (Fig. 6).

d) Blockrelais.

Die beiden Blockrelais (Fig. 7) dienen (doppelpolig) zum Ein- und Ausschalten des Generatorstromes; sie ermöglichen beim Ausschalten

eine rasche Unterbrechung. Die Magnetspule des Relais wird mit Gleichstrom von 220 Volt gespeist. Mit der Ankerplatte wird ein Hebel angezogen, welcher erst an einem oberen, zwischen den beiden Polen eines Blasmagneten sitzenden Kontakt anschlägt und dann an

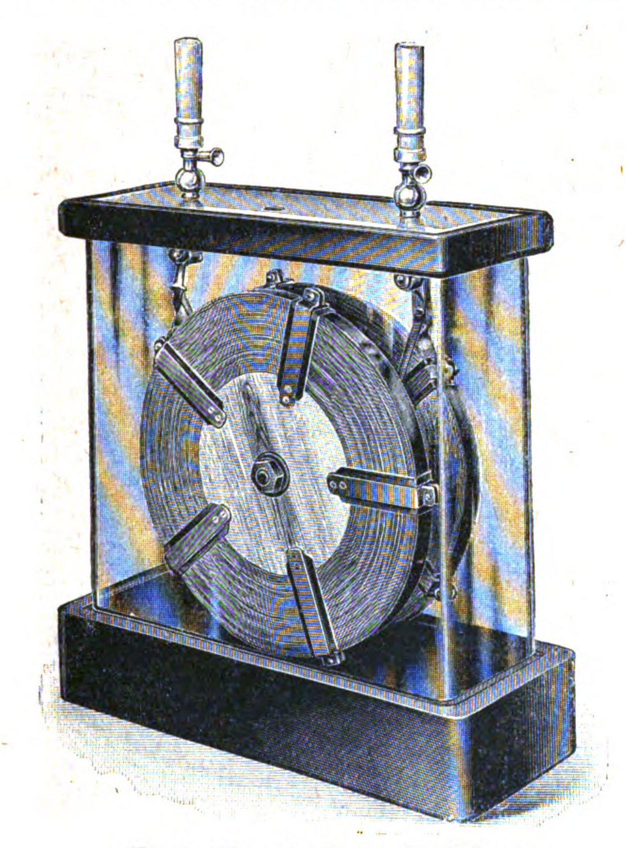


Fig. 6. Drosselspule aus Kupferband.

einen zweiten tiefer sitzenden, über welchen der Gleichstrom seinen Hauptweg nimmt. Beim Ausschalten erfolgt die Unterbrechung in entgegengesetzter Reihenfolge. Die Unterbrechung am Hauptkontakt geht ohne Lichtbogenbildung vor sich, da dem Strom in dem betreffenden Augenblick noch der Übergang des oberen Kontaktes verbleibt; er muß dabei aber die Windungen des Blasmagneten durchfließen, so daß bei der Unterbrechung des oberen Kontaktes das von

ihm selbst erzeugte Magnetfeld einen Lichtbogen an den Kontaktfedern rasch ausbläst.

e) Schaltpult.

Für die Regelung des Sendebetriebes sind eine Anzahl von Schaltvorrichtungen nötig: Die zu benutzende Wellenlänge muß eingestellt werden, die Maschinen zur Gleichstromlieferung sind anzulassen und einzuregulieren; Nebenapparate, wie Elektrodenantrieb, Wasserpumpe,

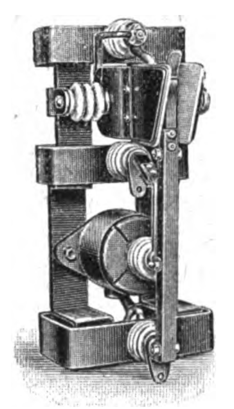


Fig. 7. Blockrelais.

Ventilatoren müssen an- und abgestellt werden; zur Beobachtung der elektrischen Vorgänge dienen für den Gleichstrom Spannungs- und Strommesser und für den Hochfrequenzstrom, Wellenmesser Schwingungskontrollapparat und Erdamperemeter. Alle Kontrollapparate und Bedienungshandgriffe sind in dem Schaltpult (vgl. Fig. 8) vereinigt. Es steht im Senderraum zwischen dem Generator und der Spulenanordnung.

Auch für diesen Sender ist ebenso wie für den 4 kW-Sender ein zunächst provisorischer Zwischenkreis für Arbeiten in induktiver Kopplung aufgestellt.

f) Sendespulenanordnung.

Um mit einer beliebigen Welle innerhalb der gegebenen Grenzen senden zu können, werden entsprechende Spulen in den Antennenkreis eingeschaltet und außerdem noch zwei in Serie geschaltete Variometer benutzt. Zur Herstellung von Wellenlängen bis zu 20000 m sind zwei Spulengruppen aufgestellt, eine zu sechs, und eine zweite zu neun Kästen; die sechs Kästen besitzen je eine kleinere Selbstinduktion als die Variation der beiden Variometer beträgt, so daß beim Umschalten

mit Sicherheit Überlappung vorhanden ist. Die neun Kästen werden einzeln oder zu mehreren zugeschaltet, der Selbstinduktionswert liegt jedoch immer unterhalb des Betrages, welchen die Variometer und die sechs Kästen zusammengenommen haben. Will man also die Welle stetig verlängern, so ändert man zunächst das Variometer, indem man nach Erreichen des Höchstwertes auf den Mindestwert wieder zurückdreht und gleichzeitig eine der sechs Spulen zuschaltet. Hat sich dies bis zur sechsten einschließlich wiederholt, so wird die ganze Gruppe

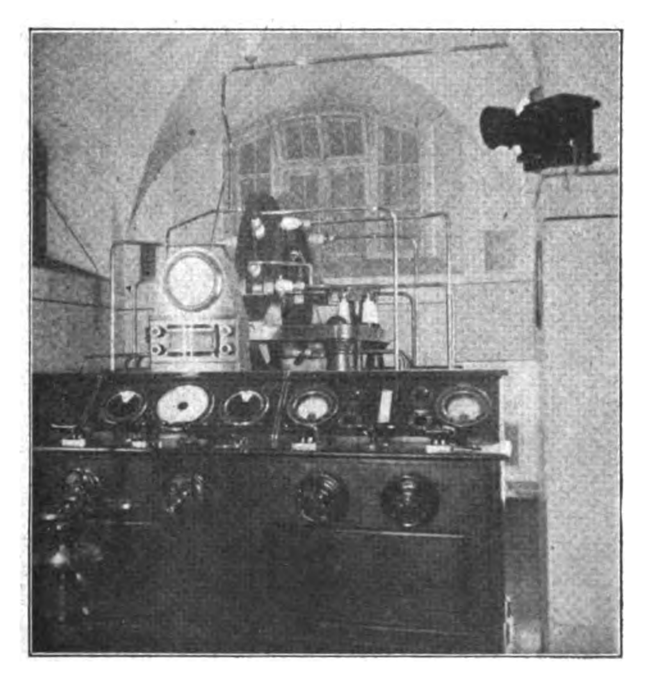


Fig. 8.

wieder ausgeschaltet und durch einen gleich großen Satz der neuen Kästen ersetzt; danach werden die sechs Spulen nacheinander unter jedesmaliger Variometerdrehung wieder benutzt, bis sie durch einen zweiten Satz der neuen Kästen ersetzt werden. Das Schaltschema der Spulenanordnung ist in Fig. 9 gegeben.

Die Spulen sind in Glaskästen untergebracht, die zur besseren Ableitung der Stromwärme mit Öl gefüllt sind (Fig. 6).

Die beiden in Serie geschalteten Variometer (Fig. 10) befinden

sich ebenfalls in Glaskästen, welche mit Paraffinöl angefüllt sind. Je zwei Spulenwicklungen in Rechteckform sind auf den Umfang eines

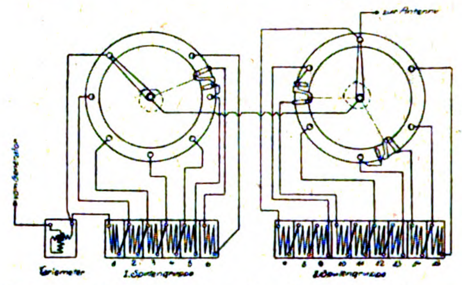


Fig. 9. Schaltschema der Spulenanordnung.

Außen- und Innenzylinders gelegt; die beiden Zylinder stecken ineinander. Die Wicklung ist derartig, daß bei der Nullstellung die Felder

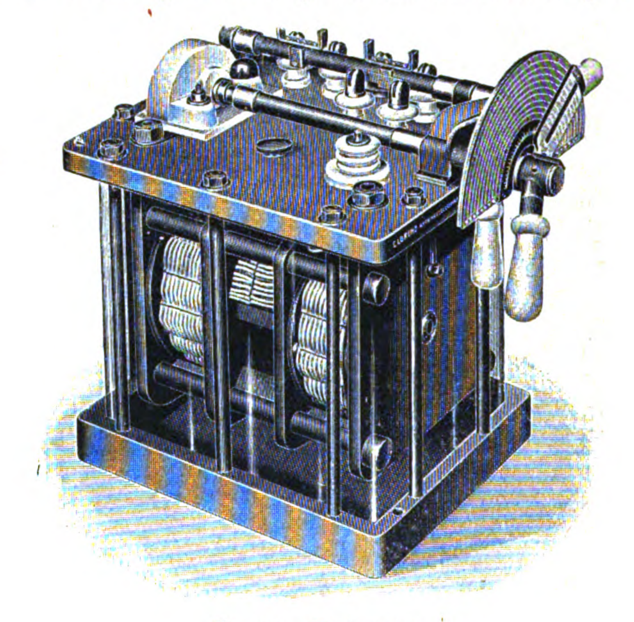


Fig. 10. Variometer.

beider Doppelspulen sich aufheben oder subtrahieren, dagegen bei einer Stellung von 180° addieren; jede andere Stellung der Zylinder gegenseitig gibt entsprechend dem Drehwinkel einen Zwischenwert, wodurch die Variation der Selbstinduktion zustande kommt.

g) Polarisiertes Tastrelais.

Bei der Aussendung der Morsezeichen wird mit der Handtaste nur ein Gleichstrom geringer Stärke und örtlicher Netzspannung angeschlossen, der seinerseits vermittelst Magnetspulen den eigentlichen Senderstromschluß bewirkt, wodurch es möglich ist, die Relaisausbildung den Hochfrequenzbedingungen anzupassen.

Das Schema der Leitungsführung beim Tastrelais ist in seinem Prinzip aus der Fig. 11 ersichtlich. *T* bedeutet die Handtaste, *H* ein Hilfsrelais, *S I*, *S II*, *S III* sind die drei Spulenpaare, deren Strom

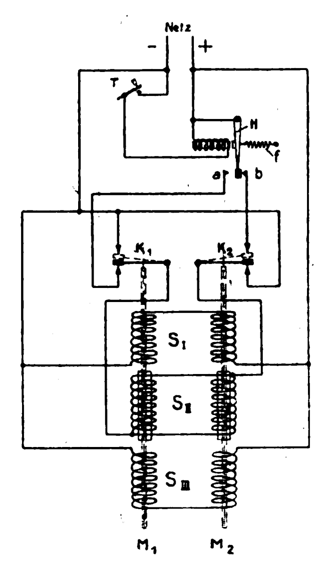


Fig. 11. Grundsätzliches Schaltschema des Tastrelais.

durch die Kontakthebel K_1, K_2 unterbrochen wird. Die Bewegung der Kontakte, welche die Wege des Hochfrequenzstromes bestimmen, wird durch die magnetische Wirkung der Doppelspulen *I*, *II* und *III* hervorgebracht. Die Spulen *I* und *III* besitzen feste Eisenkerne, während derjenige der Spule *II* in der Richtung der Achse beweglich ist. Die Spulenpaare *I* und *III* werden dauernd vom Strom durchflossen, dermaßen, daß die magnetische Feldrichtung des einen Spulenpaares entgegengesetzt der des anderen ist. Nur bei dem mittleren Spulenpaare wechselt unter dem Einfluß der Handtastenbewegung die Strom- und damit die magnetische Kraftflußrichtung, so daß der be-

wegliche Spulenkern entsprechend den gegebenen Morsezeichen bald nach oben, bald nach unten sich bewegt.

Beim Telegraphieren läßt sich folgender Stromverlauf verfolgen: Die Spulen *I* und *III* stehen vom Netz her dauernd unter Strom. Solange die Taste offen ist, bekommt auch die Magnetspule des Hilfsrelais *H* keinen Strom, so daß die Relaiszunge durch die Spannkraft der Feder *f* an dem Kontakt *b* anliegt. Es kann durch S_{II} kein Strom fließen, da der Kreislauf noch bei K_2 unterbrochen ist. Beim Drücken der Taste bekommt die Spule von *H* Strom, so daß die Federkraft *f* überwunden wird und Kontakt bei *a* entsteht. Dadurch wird ein geschlossener Stromweg vom + Pol über *a*, K_1, S_{II}, K_2 nach dem — Pol hergestellt und der Magnetkern in S_{II} wird nach oben bewegt, bis durch die Verlängerungen des Magnetkernes die Hebel K_1 und K_2 nach oben (punktierte Lage) bewegt werden. Der Strom durch S_{II} wird bei K_1 unterbrochen, und der Magnetkern bleibt oben nur durch die Anziehungskraft von S_I haften. Läßt man die Taste los, so wird das Hilfsrelais *H* unmagnetisch. Durch die Feder *f* wird der Kontakt *b* hergestellt, so daß jetzt vom + Pol über Kontakt *b*, Hebel K_2, S_{II} und K_1 nach dem — Pol ein Strom in entgegengesetzter Richtung als vorher durch S_{II} so lange fließt, bis infolge der dadurch erfolgten Abwärtsbewegung des Magnetkernes auch K_1 und K_2 wieder ihre Kontakte gewechselt haben, wodurch der Stromlauf bei K_2 von neuem unterbrochen wird. Der Magnetkern behält nur seine tiefste Lage so lange inne, bis ein erneutes Drücken der Taste eintritt.

Sämtliche Teile des Relais sind an der Deckplatte eines Blechkastens befestigt, der mit Petroleum angefüllt ist, so daß sämtliche Teile des Apparates davon umgeben und beim Tasten an den Unterbrechungsstellen des Sendestromes die Entstehung eines Lichtbogens bei dem kurzen Hube vermieden wird. Auf dem Boden lagert ein Blechsieb, um die gröberen Unreinigkeiten beim Entleeren zurückzuhalten. Die ganze Apparatur wird von oben her in den Kasten eingesetzt, so daß die Deckplatte, an welcher der Relaismechanismus hängt, das Gefäß luftdicht abschließt. Durch ein Gegengewicht und über Rollen laufende Drahtseile ist die Deckellast fast vollständig ausgeglichen, so daß es einem einzigen Mann des Betriebspersonals möglich ist, ohne weitere Hilfsmittel die ganze Apparatur aus dem Ölbade herauszuheben (vgl. Fig. 12) und wieder einzusetzen, falls ein mangelhaftes Arbeiten des Apparates eine Besichtigung der Einrichtung erfordert. Unter dem Deckel sehen wir die beiden Gruppen von je drei Spulen, die nebeneinander liegen, die Einzelspulen dagegen übereinander

und zwar so, daß die obere und untere feste durchbohrte Kerne besitzen, während die mittlere einen in der senkrechten Richtung der Spulenachse beweglichen Kern besitzt, dessen stangenartige Verlängerungen nach oben und unten die Bohrungen der festen Kerne zur Führung benutzen. Das Kraftfeld der mittleren Spulen wird dem Einfluß der Handtastenbewegung unterworfen, die der anderen bleiben, wie eingangs erörtert, unverändert. Die oberen Verlängerungen der Kerne treten auf der Oberseite der Platte heraus, um die Steuerungs-

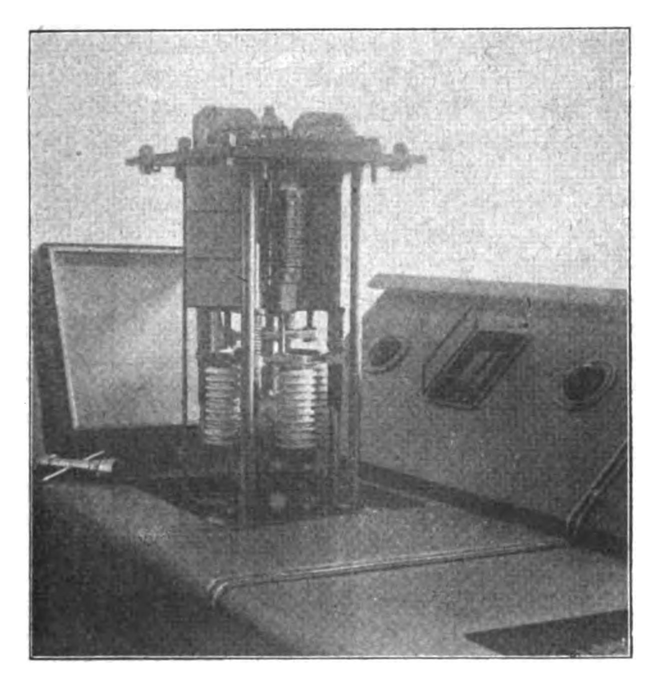


Fig. 12.

organe (K_1 und K_2) für die Stromumschaltung in den Endhubstellungen zu betätigen. Die unteren Verlängerungen der Anker sind durch einen Quersteg zusammengefaßt, in der Mitte desselben ist nach unten eine weitere Stange als Träger der beweglichen Kontakte befestigt. An der letzteren ist erst ein zylindrischer Isolator aufgeschoben, daran schließt sich ein metallischer Ring an, an dessen Außenseiten kreuzweise vier Augen angegossen sind. In diese Augen sind sowohl auf der Ober-, als auch Unterseite runde Kontaktstücke mit ebenen Aufschlagflächen

eingesetzt, welche beim Telegraphieren abwechselnd mit gegenüberstehenden Flächen in Berührung gelangen und so die Stromwege steuern.

Drahtlose Telephonie mit Hilfe des Poulsensenders.

Es dürfte der C. Lorenz-A.-G. gelungen sein, mit ihrer neuesten Telephonieanordnung ein praktisch gut brauchbares drahtloses Fernsprechen für Großstationen ermöglicht zu haben. Aus patentrechtlichen Gründen kann heute auf Einzelheiten dieser Anordnung noch nicht eingegangen werden; es sei nur bemerkt, daß die bisherige Meinung, das Lichtbogensystem sei für Telephonie mit größeren Leistungen wenig geeignet, durch die weitere Entwicklung hinfällig geworden ist. Schon im Jahre 1913 waren von der C. Lorenz-A.-G. Versuche angestellt worden, den Poulsensender für Telephonie mit größeren Antennenleistungen verwendbar zu machen. Durch die Kriegsjahre wurden die Entwicklungsarbeiten unterbrochen und erst in neuester Zeit wieder aufgenommen. Die praktischen Versuche sind inzwischen so weit gediehen, daß es heute möglich ist, auch mit großen Antennenleistungen mit dem Lichtbogensender ohne Schwierigkeiten betriebssicher zu telephonieren. Das neue System erlaubt es, mit einem einzelnen einfachen Mikrophon durch eine besondere Beeinflussungsschaltung die Sprachschwingungen auf Antennenleistungen zu übertragen, deren Größe praktisch unbeschränkt ist. Die Sprache wird auch bei diesen großen Leistungen unverzerrt wiedergegeben.

Bei den wiederholt von Königswusterhausen aus angestellten drahtlosen Telephonieversuchen mit Hilfe eines 4 kW-Poulsensenders (mit Zwischenkreis) arbeitete der Lichtbogensender auf eine 150 m hohe Antenne mit einer Wellenlänge von 3700 m; die Antennenstromstärke schwankte beim Sprechen etwa zwischen 10 und 30 A. Über die im Mai d. J. angestellten „Versuche zur Übermittlung von Nachrichten mit drahtloser Telephonie“ mit Hilfe des kleinen Poulsensenders in Königswusterhausen hat Hahn ausführlich in der E.T.Z. (Heft 37/1920) berichtet. Bei diesen Versuchen wurde der gesprochene Text einwandfrei von den Reichsfunkstellen aufgenommen. Auch von den Großfunkstellen Karlsborg (700 km) und Moskau (1700 km) wurde die Sprache klar und laut wahrgenommen.

Bei der neuesten Telephonieanordnung von Lorenz können auch die modernen Empfangsapparate mit Audion für den Empfang ohne weiteres verwandt werden, da sie bei loser Kopplung den Ton nicht

zerstören. Die Wellenschwankungen sind so gering, daß eine Schwierigkeit bei Benutzung dieser Audionempfänger nicht eintritt. Der praktische Versuch wird in den meisten Fällen rasch zur günstigsten Einstellung des Empfängers bezüglich Abstimmung, Dämpfung und Wahl der Kopplung führen.

Schlußbemerkung.

Es kann nicht Aufgabe dieses Aufsatzes sein, die Vorteile und Nachteile des Poulsensenders mit den anderen ungedämpften Sendern zu vergleichen und ein abgrenzendes Verwendungsgebiet für die einzelnen Systeme festzulegen. Es ist ein großes Verdienst der C. Lorenz-A.-G., den Lichtbogengenerator und seine Zubehörteile besonders in letzter Zeit wesentlich verbessert zu haben. Der Wirkungsgrad, der bisher nur etwa 25 % betrug, wurde durch geeignete Schaltungen erheblich gesteigert, und zwar unabhängig von Antennenkapazität, Leistung und Wellenbereich. Durch eingehende Untersuchungen in den Laboratorien der C. Lorenz-A.-G. ist es gelungen, die Konstanz der Schwingungen, welche seither noch nicht einwandfrei war, so sicherzustellen, daß ein guter Überlagerungsempfang bei einem Wellenbereich von 2000—24000 m und darüber ermöglicht wird. Ferner werden die Generatoren heute an Stelle der bisherigen Energieschaltung mit einer neuen Spulenkombination versehen, wodurch insbesondere der Wirkungsgrad auch bei kürzeren Wellen ganz erheblich gesteigert wurde. Der Lichtbogensender in der von C. Lorenz heute gebauten Form ist für einen Dauerbetrieb, wie ihn die Reichs-Telegraphenverwaltung in ihrem Verkehrsnetz benötigt, durchaus brauchbar. Die neue Tastvorrichtung ermöglicht sehr schnelles Handtasten, sowie erforderlichenfalls auch automatisches Schnelltasten. Der auch im internationalen Funkverkehr angestrebte Schnellbetrieb, der eine erhöhte Ausnutzung der gesamten Anlage gestattet und der besonders für Großstationen einer Verkehrsverwaltung zur Erzielung einer angemessenen Wirtschaftlichkeit von ausschlaggebender Bedeutung ist, läßt sich heute mit den modernen Lorenz-Poulsensendern mit Hilfe dieser Tastschaltungen einwandfrei durchführen. Für die Erzeugung großer Leistungen wurden besondere Konstruktionen gefunden, die es gestatten, unter Verwendung kleinsten Raumes und größter Betriebssicherheit bei wirtschaftlichstem Betrieb einen einwandfreien Verkehr aufrecht zu erhalten.

Berichtigung

zu meiner Arbeit „Zur Theorie gekoppelter Schwingungskreise mit Selbsterregung" von F. Harms.

Herr Rukop hat mich darauf aufmerksam gemacht, daß in der genannten Arbeit[1]) ein Versehen vorgekommen ist. In der dortigen Gleichung (10) S. 445 ist der Einfluß des Anodenpotentials nicht berücksichtigt, so daß die Gleichung für das Verhältnis Anodenstrom: Strom im Schwingungskreise [Gleichung (13)] falsch geworden ist. Es muß in Gleichung (13) im Nenner das Glied $\frac{L_1}{R_i}$ gestrichen werden. Infolgedessen sind die entsprechenden Glieder $L_{(1)}/R_i$ und $L_{(2)}/R_i$ auch in den Gleichungen (23) zu streichen. Die Folge davon ist, daß in den Figuren 6 und 7 S. 451 und S. 452 die Maxima für den Antennenstrom weiter auseinander gerückt werden, ohne daß an dem Charakter der Kurven etwas Wesentliches geändert würde. Die Kurven für $\mathfrak{A}$ bleiben ungeändert. Nur läßt sich die auf S. 455 erwähnte Abhängigkeit der Zieherscheinung von R_i nicht mehr erklären. Dazu müssen die vorläufigen Betrachtungen des Abschnittes II durch strengere ersetzt werden. F. Harms.

Referate.

Der Hochfrequenzmaschinensender der Station Neu Braunschweig (Neu Jersey). (General Electric Review XXIII, 1920, S. 17—20, Some Developments in the electrical industry during 1919, Radio communication.)

Nachdem der drahtlose Überseeverkehr während des Krieges Tag und Nacht betriebssicher gearbeitet hatte, ging man nach Abschluß des Waffenstillstandes dazu über, die Station den Bedürfnissen des Handelsverkehrs im Frieden anzupassen. Zunächst baute die General Electric Comp. eine größere Anzahl Hochfrequenzgeneratoren mit Zubehör für eine Leistung von 200 kW. Diese Maschinen sind von der gleichen Type wie der auf der Station Neu Braunschweig der amerikanischen Kriegsmarine während des Krieges benutzte Generator.

Um die Leistungsfähigkeit eines Netzes derartiger Stationen für die Beförderung von Handelstelegrammen zu steigern, wurden folgende Vorschläge gemacht:

1. Kleinere Wellenabstände der einzelnen Stationen.
2. Steigerung der Sendegeschwindigkeit von 20 Worten auf 100 Worte in der Minute.
3. Mehrfach Verkehr durch Anwendung gerichteter Empfangsanlagen.

1) Jahrb. f. drahtl. Telegr. 15, S. 442—457, 1920.

Die Frequenzen der Hochfrequenzmaschinen brauchen nur noch um 1 % voneinander zu differieren, seitdem es gelungen ist, die Tourenzahl auf ein Promille konstant zu halten. Dies geschieht mit der Anordnung, die in Fig. 1 wiedergegeben ist. Die Maschine wird von einem Induktionsmotor, der mit 60-periodigem Netzstrom läuft, angetrieben. In der Motorzuleitung liegt eine Drosselspule mit Eisenkern, die durch eine zweite Wicklung von dem Strom einer Gleich-

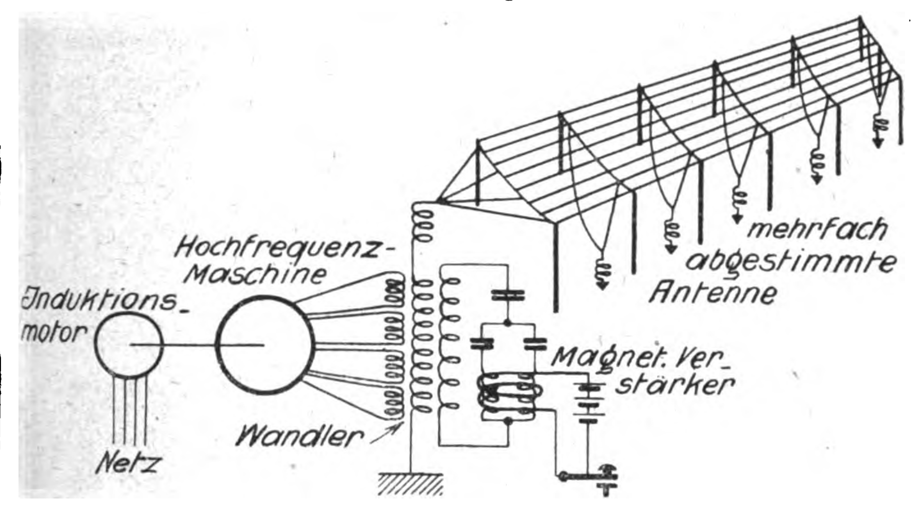


Fig. 1.

strommaschine durchflossen wird. Mit der Hochfrequenzmaschine ist ein scharf abgestimmter Schwingungskreis gekoppelt.

Dieser wirkt über einen Gleichrichter auf den Elektromagneten eines Schnellregulators und ändert so die Magnetisierung und Induktivität der Drosselspulen. Auf diese Weise wird die Umdrehungszahl des Induktionsmotors auf 1 ‰ konstant gehalten, obwohl seine Belastung im Takt der Morsezeichen schwankt.

Die Steigerung der Sendegeschwindigkeit bis auf 100 Worte in der Minute und mehr wird durch einen ähnlich wirkenden magnetischen Verstärker (Fig. 2) erreicht. Auf diese Art gelingt auch die Steuerung der Wellen für die Zwecke der drahtlosen Telephonie.

Für den Schnellverkehr ist ein Lichtschreiber nach Art eines empfindlichen Oszillographen entwickelt worden. Die Zeichen werden auf einen Streifen photographischen Papiers aufgeschrieben, der Streifen wird automatisch entwickelt und getrocknet.

Der Empfänger („barrage receiver") wird nicht näher beschrieben, sondern nur gesagt, daß es möglich ist, durch Anwendung mehrerer abgestimmter Antennen Sender und Empfänger direkt nebeneinander anzuordnen und gleichzeitig auf derselben Welle zu senden und zu

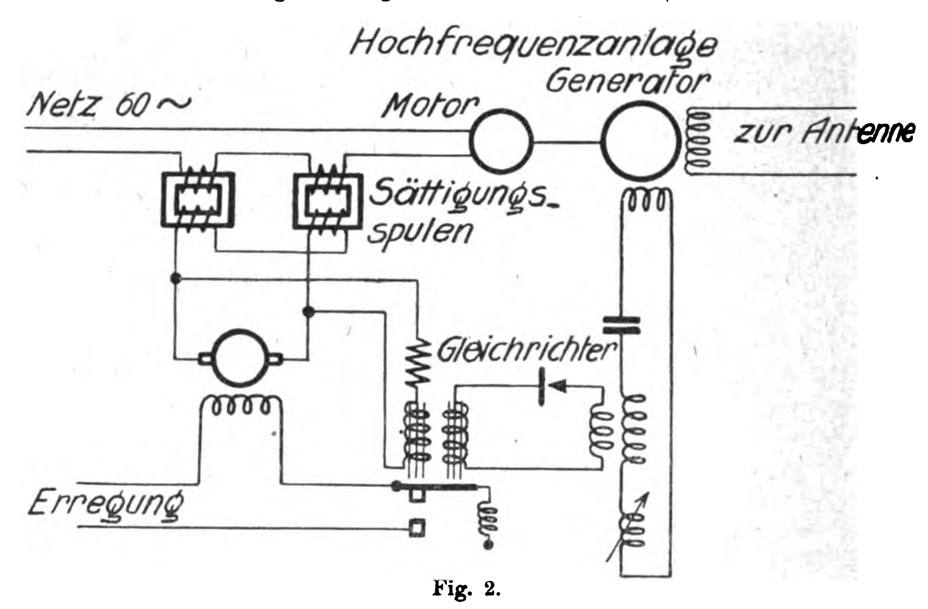


Fig. 2.

empfangen. Ein ähnlicher Empfänger war auf dem „George Washington" für Wilsons Überfahrt eingebaut. Zwischen dem Dampfer und der Regierung in Washington war dann ein Gegensprechbetrieb mittels drahtloser Telephonie möglich. F. Holborn.

Karl Mühlbrett, Über Verstärkertransformatoren. (Diss. Darmstadt 1919, Archiv für Elektrotechnik Bd. 9, 1920.)

Für normale Verstärkertransformatoren wurden für verschiedene Frequenzen in der Nähe des normalen Arbeitsgebietes bei Leerlauf und Belastung, Spannungen und Stromstärken gemessen. Die Widerstände wurden aus den beiden gemessenen Größen berechnet. Als Meßgerät diente ein Röhren-Voltmeter in ähnlicher Schaltung, wie sie von K. Hohage angegeben ist. Die Empfindlichkeit betrug etwa 25 Skt. für 0,1 Volt bei 1000 Perioden pro Sekunde. Die Ergebnisse der Messungen sind kurz folgende:

Die Gittertransformatoren arbeiten mit Stromresonanz, d. h. im

Resonanzfall ist die Stromaufnahme von außen ein Minimum und der Widerstand ein Maximum.

Die Resonanz der Transformatoren allein liegt etwa bei 1400Per/Sek. und hat verschiedene Werte, je nachdem, welches von den vier Wicklungsenden geerdet wird. Die Kapazität von zwei Wicklungsenden gegeneinander beträgt z. B. gelb-rot: 295 cm, weiß-rot 288 cm, gelb-blau 170 cm, weiß-blau 65 cm. Aus diesen Messungen und denen der Kapazität der Wicklung gegen den Kern, kann man die Lage der Enden feststellen. Die Dämpfung der Eigenschwingungen beträgt etwa 0,4 bis 0,6. Die Übersetzung ist praktisch von der Belastung unabhängig und nahezu gleich den Windungsverhältnissen und beträgt bei Eingangstransformatoren 1 : 20, bei Durchgangstransformatoren 1 : 3. Die Sekundärseite hat als Eigenkapazität etwa 80 cm und als Selbstinduktion etwa 150 Henry.

Die Resonanzlage wird herabgesetzt durch Parallelschalten von Kondensatoren zur Primär- oder Sekundärwicklung, wobei der Eingangswiderstand im Resonanzfalle fast ungeändert bleibt, weiterhin durch Vermehrung der Sekundärwicklung, wodurch Übersetzung und Eingangswiderstand steigen.

Die Belastbarkeit der Transformatoren ist gering. 10 Megohm auf der Sekundärseite eingeschaltet, setzen den Eingangswiderstand auf die Hälfte herab. Deshalb ist besonders gute Isolation und genügende negative Vorspannung am Gitter unbedingt erforderlich. Zur Vermeidung von Selbsterregung muß deshalb auch der Gitterwiderstand größer als 10 Megohm sein. Die Transformatorwiderstände sind im übrigen den Röhrenwiderständen nur im Resonanzfalle angepaßt.

Die Versuche, mit Spannungsresonanz brauchbare Verstärkertransformatoren zu schaffen, schlugen fehl, da die Güte der Transformatoren dann geringer ist als bei Stromresonanz.

Dr. Roscher, Telegraphendirektor, Die Funktelegraphie in den deutschen Schutzgebieten. (Mitteilung aus dem Reichspostministerium, Abteilung V, Sonderheft der „Telegraphen- und Fernsprech-Technik“ im Verlage Richard Dietze, Berlin W 66, Buchhändlerhaus.)

Die Abhandlung ist als Mitteilung aus dem Reichspostministerium erschienen, stützt sich also auf amtliches Material. Der Verfasser, der selbst in Togo tätig war und daselbst an der Verteidigung der Großfunkstelle Kamina teilgenommen hat, schildert die Errichtung der Funkstellen in den deutschen Schutzgebieten. Es handelt sich zunächst

um kleinere Funkstellen, die zur Ergänzung des Drahttelegraphennetzes innerhalb der Schutzgebiete in Fällen dienen sollten, wo die Herstellung von Drahtverbindungen aus wirtschaftlichen und geographischen Gründen unvorteilhaft oder unmöglich war. Hierzu gehören gleichsam als Vorläufer eine im Auftrage der Reichsmarineverwaltung errichtete Funkstation Tsingtau, eine Privatanlage zur Verbindung der beiden Palauinseln Jap und Angaur in der Südsee und Versuche mit fahrbaren Militärfunkstellen in Kamerun, die durch die während des Feldzuges in Deutsch-Südwestafrika von den Funkstellen geleisteten guten Dienste veranlaßt wurden. Mit Hilfe des einen wichtigen Fortschritt gerade für die Lösung der fraglichen Aufgaben darstellenden Systems der tönenden Löschfunken, das die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. ausgebildet hat, wurden dann zwei Anlagen im Innern von Deutsch-Ostafrika, in Bukoba und Muansa am Viktoriasee, gebaut, die unter ungünstigen Verhältnissen eine wichtige Verbindung herstellten und für den Handel und die Erschließung dieses Schutzgebietes von Wert waren. Ferner wurden Küstenfunkstellen in Swakopmund und Lüderitzbucht (Deutsch-Südwestafrika), Duala (Kamerun), Daressalam (Deutsch-Ostafrika) und Lome (Togo) errichtet, die höchst wertvolle Verbindungsmöglichkeiten für Schiffe herstellten, trotz der ungünstigen klimatischen Verhältnisse allen Anforderungen in technischer und betrieblicher Hinsicht voll entsprachen und bedeutsame Erfahrungen für die weitere Entwicklung der deutschen Funktelegraphie lieferten. Die Ausführung weiterer Pläne verhinderte der Krieg.

Neben diesen kleineren Anlagen wurden Großfunkstellen hergestellt, deren Aufgabe darin bestand, die Schutzgebiete mit dem deutschen Mutterlande und untereinander zu verbinden. Durch Reichweitenversuche und Vorversuche zwischen der Großfunkstelle Nauen und einer behelfsmäßigen Anlage im Innern Togos bei Kamina konnte von der damit vom Reichspostamt betrauten Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in den Jahren 1911 bis 1913 der Nachweis erbracht werden, daß eine Funkverbindung zwischen Deutschland und Mittelafrika möglich sei. In Kamina wurde dann von der genannten Gesellschaft im Auftrage des Reichs eine Großfunkstelle (100 KW Schwingungsenergie in der Antenne) zur Verbindung mit Nauen, mit einer Großfunkstelle in Deutsch-Südwestafrika (Windhuk, 80 KW), sowie mit einer in Deutsch Ostafrika geplanten Großfunkstelle errichtet. Der Bau der in Deutsch-Ostafrika geplanten Großfunkstelle, die neben der genannten Aufgabe auch eine unmittelbare Verbindung mit Deutschland (6700 km) und schließlich eine Verbindung mit dem geplanten

Funknetz in der Südsee (11 300 km), etwa mit einer Zwischenstelle in Niederländisch-Indien (7200 km), bilden und etwa 200 KW Schwingungsenergie erhalten sollte, konnte wegen des Kriegsausbruchs nicht mehr in Angriff genommen werden. In den deutschen Südseegebieten wurden die Großfunkstellen Jap, Nauru, Rabaul und Apia (Antennenleistung 25—30 KW) zur Verbindung dieser Orte untereinander und für den Schiffsverkehr hergestellt. Auch hier waren die Vorzüge des neuen Nachrichtenmittels gegenüber den zwar leistungsfähigeren, aber teureren Kabeln offensichtlich.

Der zweite Teil der Abhandlung befaßt sich mit dem Krieg und der Funktelegraphie in den deutschen Schutzgebieten. Er schildert, wie die Funkanlagen die harten Prüfungen durch den Krieg, der dem Ausbau des Kolonialnetzes Einhalt gebot, zu bestehen und die Verbindungen mit Schiffen in See und im Falle der Zerstörung der Drahtleitungen die Verbindungen von Ort zu Ort, Land zu Land, Erdteil zu Erdteil, aufrecht zu erhalten vermochten. Durch Warnungstelegramme an die erreichbaren Land- und Bordfunkstellen, die ihrerseits die Warnungen an andere weitergaben, konnten zahlreiche Schiffe gerettet werden. Ein Horchdienst gestattete, den feindlichen Verkehr der Land- und Bordstationen zu beobachten und Annäherungen feindlicher Schiffe festzustellen. Auch Störungen des feindlichen Verkehrs waren vereinzelt möglich. Es war ein glücklicher Umstand, daß die Großfunkstelle Kamina gerade noch vor Kriegsausbruch fertiggestellt und ein Verkehr mit dem Mutterlande nach der Zerstörung der Kabelverbindungen erzielt werden konnte. Innerhalb der Schutzgebiete, namentlich in Kamerun, Deutsch-Südwestafrika und Deutsch-Ostafrika wurden umfangreiche Funkverbindungen hergestellt, die ausgezeichnete Erfolge erzielt und für die Kriegführung, wie von hervorragender Seite anerkannt wurde, Vorzügliches geleistet haben. Nach dem Fall Kaminas vermochte die Großfunkstelle Windhuk zeitweise die unmittelbare wechselseitige Verbindung mit Nauen (9000 km) aufzunehmen, und nach der Übergabe Windhuks war wenigstens noch ein unmittelbarer Empfang von Deutschland in Deutsch-Ostafrika durch die Feldfunkstellen möglich.

Die Funkanlagen in den deutschen Schutzgebieten sind sämtlich Opfer des Krieges geworden. Ihre bedeutsamen Leistungen haben an ihrem Teil bewiesen, daß Deutschland zu kolonisieren verstand.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Schaltungsanordnungen von Entladungs-(Kathodenstrahl-)Röhren.

D. R. P. 305665. Dr. Erich F. Huth, G. m. b. H. und Dr. Siegmund Loewe in Berlin. Vom 21. 3. 17, ausgegeben am 4. 10. 19.

1. Vakuumröhre für Relaiszwecke, Verstärkung oder Schwingungserzeugung, bei welcher je eine Anode und je ein Gitter zu beiden Seiten einer gemeinsamen Kathode angeordnet sind, dadurch gekennzeichnet, daß die Gitter und die Anoden derart geschaltet sind, daß der eine Anodenstrom verstärkt wird, während der andere geschwächt wird.

2. Abänderung der Vakuumröhre nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß der Strom in der Nähe des Sättigungsstromes gehalten wird, so daß eine Verstärkung des einen Stromes nicht eintritt, während eine Schwächung des anderen erfolgt.

3. Vakuumröhre nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß in jeden Anodenstromkreis eine Anzeigevorrichtung derart eingeschaltet ist, daß die den Anzeigevorrichtungen zugeführten Ströme wechselnder Richtung in diesen eine Summenwirkung auslösen.

D. R. P. 304324. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 8. 7. 17, ausgegeben am 2. 10. 19.

1. Anordnung der gitterförmigen Hilfselektrode für Vakuumröhren, dadurch gekennzeichnet, daß die Gitterfäden sich kreuzen.

2. Anordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Glühfäden in dem Winkel nahe der Kreuzungsstelle angeordnet sind.

D. R. P. 310132. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 18. 4. 18, ausgegeben am 14. 11. 19.

1. Glühkathodenröhre mit relativ zum Faden auf entgegengesetzter Seite der Anode angeordneter Steuerelektrode, dadurch gekennzeichnet, daß die Steuerelektrode in der Nähe des Glühfadens konkav zu diesem ausgestattet ist.

2. Glühkathodenröhre nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß der Glühfaden innerhalb des konkaven Teils der Steuerelektrode angeordnet ist.

3. Glühkathodenröhre nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß die Anode in der Höhe des Glühfadens konvex ausgestattet ist und in den konkaven Teil der Steuerelektrode teilweise hineinragt.

D. R. P. 318954. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 1. 1. 18, ausgegeben am 19. 4. 20.

1. Einrichtung zur Vermeidung der Überhitzung des Glühfadens von Vakuumröhren, gekennzeichnet durch eine aus einem Elektromagneten oder einem ähnlich wirkenden Organ bestehende Vorrichtung, welche beim Überschreiten der zulässigen Stromgrenze die Verstellungsmöglichkeit des beweglichen Teiles eines Regelwiderstandes aufhebt.

2. Einrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß das Verstellorgan eines handbedienten Widerstandreglers durch den Elektromagneten von dem beweglichen Teil des Reglers bei Erreichung des Grenzstromwertes entkuppelt wird.

D. R. P. 318332. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 4. 4. 18, ausgegeben am 23. 1. 20.

Elektronenröhre mit Gitter, gekennzeichnet durch eine derartige Formgebung eines die Elektronen auf längerem Wege beeinflussenden Gitters, daß den Elektronen der gerade Weg von der Anode zur Kathode ganz oder fast ganz verschlossen ist.

D. R. P. 317097. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 27. 10. 18, ausgegeben am 9. 12. 19.

Gitterelektrode für Vakuumröhren, dadurch gekennzeichnet, daß sie den Glühdraht in der Art eines Hohlkörpers umgeben, der von den beiden Enden nach der Mitte zu sich erweitert.

D. R. P. 316159. Dr, Erich F. Huth G. m. b. H. und Dr. Siegmund Loewe in Berlin. Vom 4. 4. 17, ausgegeben am 14. 11. 19.

Glühfaden für Vakuumröhren aus hochschmelzendem Material, z. B. Wolfram, dadurch gekennzeichnet, daß sehr feine Drähte des hochschmelzenden Materials zu einem Hohlkörper, insbesondere von Röhrenform, verseilt, verklöppelt oder verwebt sind.

D. R. P. 302453. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Dr. Siegmund Loewe in Berlin. Vom 22. 6. 17, ausgegeben am 6. 10. 19.

1. Verfahren und Einrichtung zur Erhitzung von Teilen im Inneren von Vakuumröhren, dadurch gekennzeichnet, daß auf die zu erhitzenden Teile von außen her durch die Wandung der Röhren hindurch strahlende Wärme optisch gerichtet zur Wirkung gebracht wird.

2. Einrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß von einer natürlichen oder künstlichen Wärmequelle (Sonne oder Bogenlampe) unter Vermittlung eines Linsen- oder Reflektorsystems o. dgl. ein Bild auf dem zu erhitzenden Teil in dem Inneren der Röhre entworfen sind.

3. Einrichtung nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß die Veränderung der Erhitzung durch Veränderung der Energie

der Wärmequelle, des Abstandes, der optischen Einstellung oder durch zwischengeschaltete Blenden oder Filter erfolgt.

D. R. P. 304325. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H., Dipl.-Ing. Bruno Rosenbaum und Dr. Siegmund Loewe in Berlin. Vom 29. 9. 17. ausgegeben am 2. 10. 19.

1. Lichtelektrische Vakuumröhre zur Verstärkung und Schwingungserzeugung, dadurch gekennzeichnet, daß die Lichtquelle unmittelbar in die lichtelektrische Zelle eingeschmolzen ist.

2. Lichtelektrische Vakuumröhre nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Lichtquelle zugleich als Glühkathode dient.

D. R. P. 310712. Dr. Franz Skaupy in Berlin. Vom 16. 6. 18. ausgegeben am 23. 10. 19.

Glühkathode für Entladungsröhren, die aus einem mit die Elektronenemission befördernden Stoffen versehenen Träger bestehen (Wehnelt-Kathode), dadurch gekennzeichnet, daß der Träger des die Elektronenemission befördernden Stoffes aus Osmium besteht.

D. R. P. 307674. Dr. Walther Kossel in München. Vom 26. 1. 18, ausgegeben am 27. 10. 19.

1. Verfahren zur Herstellung elektropositiver Elektroden in Vakuumröhren, dadurch gekennzeichnet, daß ein weniger elektropositives Material erst unter Ausschluß von Sauerstoff im Vakuum in ein elektropositiveres Material umgewandelt wird.

2. Verfahren nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Umwandlung mittels einer gegebenenfalls durch hohe Temperaturen oder Anwendung von Hilfsentladungen eingeleiteten Amalgamierung bewirkt wird.

D. R. P. 305557. Dr. Erich Marx in Leipzig. Vom 24. 10. 17, ausgegeben am 17. 10. 19.

Verfahren zur Belegung von Metallelektroden in Vakuumröhren mit einem Alkalimetallüberzug, dadurch gekennzeichnet, daß das in einem mit Ausgußrohr versehenen Behälter eingefüllte Alkalimetall geschmolzen und durch das Ausgußrohr auf die Metallelektrode gegossen wird.

D. R. P. 307045. Siemens & Halske, Akt.-Ges. in Siemensstadt bei Berlin. Vom 19. 3. 15, ausgegeben am 21. 10. 19.

1. Kathodenstrahlenröhre mit Glühkathode und einem in der Nähe der Glühkathode angeordneten Leiter, der auf ein bestimmtes Potential geladen die Elektronen beeinflußt, dadurch gekennzeichnet, daß in dem Leiter ein Potentialgefäll derart vorhanden ist, daß entsprechend dem Potentialgefäll der Glühkathode möglichst angenähert

die gleiche Potentialdifferenz zwischen den einzelnen Punkten des Leiters und den ihnen zunächst gelegenen Teilen der Glühkathode besteht.

2. Ausführungsform einer Anordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß der Leiter von Strom durchflossen ist, so daß ein demjenigen der Glühkathode entsprechendes Potentialgefäll entsteht.

3. Ausführungsform einer Anordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß der Leiter die Glühkathode schraubenlinienartig umgibt.

D. R. P. 323205. Siemens & Halske, Akt.-Ges. in Siemensstadt bei Berlin. Vom 11. 3. 13, ausgegeben am 17. 7. 20.

Entladungsrohr, bei dem ein Gas als Träger des Stromes dient, dadurch gekennzeichnet, daß die Leitfähigkeit des Rohres durch Stickstoff bewirkt wird, und zwar mit Hilfe einer Elektrode aus einem Metall, vorzugsweise Tantel, das das Mehrfache seines Eigenvolumens Stickstoff bindet und bei Erwärmung wieder abgibt.

D. R. P. 310706. Siemens & Halske, Akt.-Ges., Siemensstadt bei Berlin. Vom 17. 4. 18, ausgegeben am 6. 11. 19.

1. Entladungsröhre mit Stützrahmen aus Glas oder Quarz für die Elektroden, dadurch gekennzeichnet, daß die Anodenbleche an Tragstäbchen sitzen, die frei ausdehnbar in am Rahmen ausgebildeten Augen gelagert sind.

2. Entladungsröhre nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Augen zur Lagerung der Tragstäbchen der Anodenbleche an Ansätzen ausgebildet sind, die zu beiden Seiten des Stützrahmens, welcher den Glühdraht und das Hilfsgitter trägt, über die Rahmenebene vorstehen.

3. Entladungsröhre nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß die Anodenbleche mittels zu Ösen gebogener Lappen auf ihre Tragstäbchen aufgeschoben sind.

D. R. P. 304236. Siemens & Halske, Akt.-Ges., Siemensstadt bei Berlin. Vom 17. 6. 16, ausgegeben am 13. 10. 19.

1. Kathodenstrahlenrelais mit Hilfsnetz, dadurch gekennzeichnet, daß das Hilfsnetz hinsichtlich seiner Entfernung von der Anode und der Bemessung seiner Einzelteile derart angeordnet ist, daß die Rückwirkung des Anodenpotentials auf den Anodenstrom mehr als zehnmal kleiner gehalten wird als die Wirkung des Hilfsnetzes auf den Anodenstrom, wobei der zwischen Anode und Kathode angeschlossene Verbraucher oder Nachübertrager einen scheinbaren Widerstand besitzt, der ungefähr dem reziproken Wert der Anodenrückwirkung $\left(\frac{\delta \beta}{\delta B}\right)$ gleich ist.

2. Kathodenstrahlenrelais nach Anspruch 1, gekennzeichnet durch eine derartige Bemessung des gitterförmigen Hilfsnetzes, daß der natürliche Logarithmus des Verhältnisses vom Gitterdrahtabstand zur Drahtdicke kleiner ist als das Verhältnis der Entfernung Anode-Hilfsnetz zum Gitterdrahtabstand im Hilfsnetz.

3. Kathodenstrahlenrelais nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß außer dem Hilfsnetz in an sich bekannter Weise noch ein sogenanntes Spannungsnetz vorgesehen ist.

D. R. P. 308493. Eduard O. Zwietusch in Charlottenburg. Vom 8. 10. 15. Unionspriorität: 23. 9. 14, Vereinigte Staaten von Amerika. Ausgegeben am 29. 10. 19.

1. Thermionischer Übertrager, dadurch gekennzeichnet, daß Hilfselektrode und Glühkathode umeinandergewickelt und durch eine isolierende Schicht getrennt sind.

2. Thermionischer Übertrager nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Hilfselektrode die Form eines Drahtes hat, wobei die Glühkathode in Form eines Hitzfadens um diesen Draht gewickelt ist.

3. Thermionischer Übertrager nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß die Hilfselektrode aus mehreren parallelen, leitend miteinander verbundenen Drähten besteht.

4. Thermionischer Übertrager nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die nichtleitende Schicht zwischen Hilfselektrode und Kathode aus einem Überzug aus Oxyd, insbesondere Nickeloxyd, bzw. aus Nickeloxydul, besteht.

Verschiedenes.

D. R. P. 300153. Dr. Walther Burstyn in Berlin. Vom 9. 6. 16, ausgegeben am 3. 9. 19.

1. Verfahren zur Untersuchung der oberen Erdschichten auf ihre elektrischen Eigenschaften, dadurch gekennzeichnet, daß die Fernwirkungscharakteristik eines über der betreffenden Bodenfläche gespannten horizontalen Luftdrahtes bestimmt wird.

2. Verfahren nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß der Untersuchungsluftdraht als Empfänger benutzt wird.

3. Verfahren nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß das bekannte Goniometer — aus einem Luftdrahtkreuz in Verbindung mit einer Koppelungseinrichtung o. dgl. bestehend — benutzt wird.

D. R. P. 298571. Erforschung des Erdinnern, G. m. b. H.,

Hannover, Geschäftsstelle Göttingen in Göttingen. Vom 22. 5. 15. ausgegeben am 26. 9. 19.

Verfahren zum Senden und Empfangen elektrischer Wellen durch absorbierende Schichten hindurch, dadurch gekennzeichnet, daß der Sende- bzw. Empfangsantenne durch verlustfreie Doppelleitungen Energie zugeführt bzw. entzogen wird, während die Schwingung der Antenne sich außerhalb der absorbierenden Schicht vollzieht.

D. R. P. 329543. Dr. Erich F. Huth, G. m. b. H. und Dr. Carl Rottgardt in Berlin. Vom 3. 5. 19, ausgegeben am 29. 11, 20.

Zwei- oder Mehrkreisanordnung für elektrische Schwingungen mit fester elektrischer Koppelung, gekennzeichnet durch beispielsweise als Druckknopfschalter ausgebildete Unterbrecher in jedem Kreis.

D. R. P. 327010. Dr. Erich F. Huth, G. m. b. H. in Berlin. Vom 8. 11. 18, ausgegeben am 6. 10. 20.

1. Schalteinrichtung für Flugzeugsendestationen für drahtlose Telegraphie zum abwechselnden Betrieb von gedämpften und ungedämpften Sendern, wobei eine Mittelfrequenzmaschine mit einstellbarer Erregung und ein im Flugzeug fest verlegtes, ursprünglich zum Betrieb gedämpfter Sender bestimmtes, von der Maschine abgetrenntes Vierfachkabel mit Tastenanschluß benutzt werden, dadurch gekennzeichnet, daß zwei durchgehende, nicht über die Taste führende Leitungen des Rumpfkabels zur Speisung des Heiztransformators einer Gleichrichterglühkathodenröhre und gegebenenfalls der Senderöhren des ungedämpften Senders mit dem Maschinenwechselstrom benutzt werden, während der die gleichzurichtende Hochspannung erzeugende Transformator über eine durchgehende Leitung einerseits und die über die Taste führende Leitung anderseits erregt wird.

D. R. P. 326345. Hermann Müller in Erfurt. Vom 12. 12. 19 ausgegeben am 12. 11. 20.

1. Zeitsignal-Empfänger, dadurch gekennzeichnet, daß außer den ein für allemal an der Abstimmspule festgelegten, für eine bestimmte Wellenlänge eingestellten Schiebern noch zwei oder mehrfach zwei weitere Einstellpunkte an der Abstimmspule festgelegt und mit Kontaktstücken verbunden sind, die Teile eines Umschalters bilden, mittels dessen das eine Mal der Stromkreis über die Schieber, das andere Mal aber der Stromkreis über die Zusatzeinstellpunkte geschlossen werden kann, wobei die Antennenverlängerungsspule außer der für die vorschriftsmäßige Benutzung bestimmten Zuleitung noch eine oder mehrere für die Zusatzeinstellungspunkte zu verwendende weitere Zuleitungen aufweist, die durch den Umschalter ein- oder ausgeschaltet werden.

2. Zeitsignal-Empfänger nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß außer dem bei der vorschriftsmäßigen Anlage bereits vorhandenen Detektor noch ein oder mehrere Detektoren nebst zugehörigen Kondensatoren vorgesehen sind, sofern nicht ein sich selbständig für verschiedene Wellenlängen einstellender gemeinsamer Detektor verwendet wird.

D. R. P. 329724. Deutsche Telephonwerke, G. m. b. H. in Berlin. Vom 25. 3. 19, ausgegeben am 25. 11. 20.

1. Anordnung zur Hochfrequenzwellentelegraphie mit Interferenzempfang, dadurch gekennzeichnet, daß eine im Empfänger nach an sich bekannter Art von der gedämpften Hochfrequenzwelle des Senders abgeleitete (hörbare oder unhörbare) Gruppenfrequenz hinter dem Gleichrichter mit einer zweiten ungedämpften Frequenz von gleicher Größenanordnung, wie sie selbst zur Interferenz gebracht wird.

2. Anordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die vom Sender gelieferte Gruppenfrequenz und die am Empfangsort zur Interferenz gebrachte Frequenz beide im Bereich der unhörbaren Schwingungen liegen.

D. R. P. 320435. Johannes Nienhold in Berlin. Vom 24. 8. 18, ausgegeben am 22. 4. 20.

Berührungsdetektor, dadurch gekennzeichnet, daß die wellenempfindliche Berührungsstelle in einem Edelgas oder Edelgasgemisch angeordnet ist.

D. R. P. 317876. Dr. Erich F. Huth, G. m. b. H. und Dr. Sigmund Loewe in Berlin. Vom 23. 9. 16, ausgegeben am 12. 3. 20.

Detektor, bei dem das wellenempfindliche Material und der Gegenkontakt in ein vorzugsweise aus Isolierstoff bestehendes Röhrchen eingebaut sind, dadurch gekennzeichnet, daß der Gegenkontakt als Körper von einem im Verhältnis zu den übrigen Detektorteilen äußerst geringen Trägheitsmoment, z. B. als sehr feiner und sehr kurzer Draht von etwa 1 bis 1,5 mm Länge und 0,1 bis 0,3 mm Durchmesser, ausgebildet ist.

D. R. P. 322301. Paul Böning in Mannheim. Vom 1. 6. 19, ausgegeben am 26. 6. 20.

Vorrichtung zum Abhören und gleichzeitigen Aufzeichnen ankommender, drahtlos übermittelter Zeichen, dadurch gekennzeichnet, daß durch die elektrischen Stromstöße mittels Magneten eine Membran in Schwingungen versetzt wird, welche einerseits von einem im Magnetgehäuse befindlichen, bis nahe an erstere reichenden Trichter aufgenommen und durch eine Schlauchleitung bis zu einer Hörmuschel

geleitet werden, während auf der anderen Seite der Membran das Gehäuse zu einer zentrisch sitzenden kleinen Öffnung zusammengezogen ist, an welcher eine Vorrichtung befestigt ist, die die Aufzeichnung der durch die Membran hervorgerufenen Luftbewegungen durch Licht-, Wärme- oder chemische Wirkungen auf dafür empfindliche Papierstreifen bewirkt.

D. R. P. 327297. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 28. 5. 19, ausgegeben am 9. 10. 20.

1. Abstimmvorrichtung, insbesondere für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß der Einstellknopf des Abstimmapparates gleichzeitig als Antriebsknopf zur Erzeugung einer Schwankung um den Wert der eingestellten Welle benutzt wird.

D. R. P. 320748. Dr. Erich F. Huth, G. m. b. H. und Dr. Sigmund Loewe in Berlin. Vom 8. 12. 16, ausgegeben am 30. 11. 20.

Anordnung für drahtlose Nachrichtenübermittlung von Schiffen aus mittels Stromlinientelegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß der Schiffskörper mit besser als Eisen leitenden Teilen, z. B. mit blanken oder gegen den Schiffskörper isolierten Kupferdrähten umgeben ist, die als die eine Elektrode an ein vom Schiff in bekannter Weise nachgeschlepptes und in die andere Elektrode endendendes Kabel angeschlossen sind.

D. R. P. 314314. Otto Scheller in Berlin-Lichterfelde und C. Lorenz-Akt.-Ges. in Berlin Tempelhof. Vom 29. 3. 18, ausgegeben am 8. 9. 19.

1. Verfahren zum wechselseitigen Verkehr von drahtlosen Stationen mit Gegensprechen, dadurch gekennzeichnet, daß Sender und Empfänger auf verschiedene Wellen abgestimmt sind und ein Schaltorgan mit zwei Schaltstellungen Anwendung findet derart, daß in der einen Stellung mit bestimmter Welle gesendet und mit von dieser abweichenden Welle empfangen werden kann, während in der anderen Stellung Sende- und Empfangswelle vertauscht sind.

2. Ausführungsform des Verfahrens nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß bei Verwendung getrennter Antennen für Sender und Empfänger das Schaltorgan die Abstimmittel des Senders bzw. Empfängers und der Antenne beim Umschalten gleichzeitig ändert, so daß durch das Schaltorgan die Betriebswelle (Sende- bzw. Empfangswelle) automatisch hergestellt wird.

3. Ausführungsform des Verfahrens nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß zwecks Verwendung nur einer Antenne für zwei verschiedene Wellen Verfahren und Schaltungsanordnung nach Patent 274925 Anwendung findet.

Kathodenröhren zur Erzeugung und Verstärkung elektrischer Schwingungen.

D. R. P. 331 029. Johannes Nienhold in Berlin. Vom 25. 4. 19, ausgegeben 28. 12. 20.

1. Anordnung zur Sicherung des Wirkungsgrades von gas- oder dampfgefüllten Verstärker- oder Senderröhren mit oder ohne Glühkathode, dadurch gekennzeichnet, daß eine selbständige leuchtende Entladung in dem Raum zwischen Anode und Steuergitter verhindert wird, zwecks Verhinderung der Stoßionisation durch positive Ionen.

D. R. P. 821 625. Osram-Robertson Lamp Works Ltd. in London. Vom 5. 7. 18. Unionspriorität 4. 8. 17, ausgegeben 9. 6. 20.

Tragvorrichtung für den Anodenzylinder in Ionenröhren, dadurch gekennzeichnet, daß die Anode an beiden Enden Längsstäbe trägt, die an ihren äußeren Enden mit federnden Metallringen versehen sind, die in Ringsitze an den beiden Röhrenenden passen.

D. R. P. 321 626. Osram-Robertson Lamp Works Ltd. in London. Vom 8. 8. 18. Unionspriorität 20. 9. 17, ausgegeben 9. 6. 20.

Tragvorrichtung für zylindrische oder ähnlich gestaltete Anoden in Ionenröhren, dadurch gekennzeichnet, daß an der Anode zwei Gruppen von biegsamen, sich nach entgegengesetzten Richtungen längserstreckenden Fingern angebracht sind, die mit nach außen bogenförmig verlaufenden Teilen mit den am Übergang zwischen Birne und Hals gebildeten ringförmigen Schultern der Röhre derart in Eingriff sind, daß sich die Anode nicht axial verschieben kann, und daß die freien Enden der Finger jeder Gruppe durch einen nach auswärts federnden Ring radial nach außen gespreizt und mit der Innenfläche des Halsteiles in Berührung gehalten werden.

D. R. P. 321 627. Osram-Robertson Lamp Works Ltd. in London. Vom 8. 8. 18. Unionspriorität 20. 9. 17, ausgegeben 9. 6. 20.

1. Tragvorrichtung für die zylindrische oder ähnliche Anode einer Ionenröhre, dadurch gekennzeichnet, daß an den äußeren Enden von Tragstäben, die von beiden Anodenenden aus in entgegengesetzten Richtungen längsverlaufen, elastische Finger angeordnet sind, die von der Anodenachse aus radial nach auswärts federn und dabei in ringförmigen Rasten an oder nahe an der Übergangsstelle der Röhrenhälse in die Birne Stütze finden, wobei im wesentlichen starre Sperringe, die mit den elastischen Fingern in Eingriff stehen, diese gespreizt und gegen die Ringrasten gestützt halten.

D. R. P. 317 266. Süddeutsche Telephon-Apparate-, Kabel- und

Drahtwerke, Akt.-Ges. in Nürnberg. Vom 26. 11. 18, ausgegeben 11. 12. 19.

1. Verfahren zur Herstellung von Entladungsröhren mit Glühkathode oder einer anderen wirksamen Elektronenquelle, Gitter, bzw. Doppelgitter und Anode, zur Erzeugung, Gleichrichtung und Verstärkung von Wechselströmen, dadurch gekennzeichnet, daß ein Eintreiben von Phosphordampf in die vorevakuierte und mit innen phosphoriertem Stengel von der Pumpe abgeschmolzene Röhre bei angeheizter Röhrenglaswand unter Anwendung einer wesentlich erhöhten Anodenspannung und Kathodenheizstromstärke erfolgt und daß dieses Verfahren so oft wiederholt wird, bis die Größe des Anodenstromes bei kalter und bei heißer Röhre etwa den gleichen Wert besitzt.

Nach jedesmaligem Eintreiben von Phosphordampf soll ein kurzes Vorbrennen der Röhre mit einer die betriebsmäßige Anodenspannung übertreffenden Spannung erfolgen.

D. R. P. 308 488. Deutsche Telephonwerke G. m. b. H. in Berlin. Vom 14. 1. 17, ausgegeben 27. 10. 19.

Aus einem Entladungsrohr bestehende Verstärkungsvorrichtung für schwache Wechselströme, gekennzeichnet durch die Füllung mit Edelgas bei gleichzeitiger Anordnung einer die Elektrodenstrecke dauernd schwach ionisierenden radioaktiven Substanz.

Schwingungserzeugung durch Lichtbögen.

K. P. 310 762. C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin-Tempelhof. Vom 6. 8. 15, ausgegeben 5. 9. 19.

Schaltungsanordnung zur Herstellung von sehr schnellen elektrischen Schwingungen kontinuierlicher oder nahezu kontinuierlicher Form, dadurch gekennzeichnet, daß die von einem oder mehreren Lichtbogengeneratoren unter Verwendung von Kondensatorkreisen erzeugten Schwingungen in nur einen Vervielfachungstransformator in jeder Stufe hineingeleitet werden, um die mittels des Lichtbogengenerators erzielten kontinuierlichen Schwingungen durch den oder die Vervielfachungstransformatoren, welche nach dem Resonanzprinzip arbeiten, in ihrer Frequenz zu steigern.

K. P. 298 408. C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin. Vom 27. 11. 13, ausgegeben 11. 1. 21.

1. Schaltungsanordnung für Hochfrequenzgeneratoren, insbesondere für die Zwecke der drahtlosen Nachrichtenübermittlung, dadurch gekennzeichnet, daß an einen zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen geeigneten Generator ein nicht schwingender Kreis, bestehend

aus mehreren Wechselstromwiderständen, angeschlossen ist, und daß der Schwingungskreis (Antenne) von einem Teil der Wechselstromwiderstände abgezweigt ist.

2. Ausführungsform nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Wechselstromwiderstände aus Kondensatoren bestehen, deren Kapazität größer ist als die jeweilig benutzte Schwingungskreiskapazität.

3. Ausführungsform nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß als Hochfrequenzgenerator eine Lichtbogenanordnung, und zwar zweckmäßig ein oder mehrere Poulsensche Lichtbogengeneratoren Verwendung finden.

K. P. 299 111. C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin. Zusatz zu vorstehendem K. P. 298 408. Vom 30. 11. 13, ausgegeben 11. 1. 21.

Schaltungsanordnung für Hochfrequenzgeneratoren nach Patent 298 408, gekennzeichnet durch Schalteinrichtungen, mittels deren wahlweise der oder die Schwingungsgeneratoren in den einen oder anderen der zueinander parallelliegenden Stromzweige eingeschaltet werden können.

K. P. 299 112. C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin, ebenfalls Zusatz zu demselben K. P. 298 408. Vom 14. 5. 14, ausgegeben 11. 1. 21.

1. Schaltungsanordnung für Hochfrequenzgeneratoren nach Patent 298 408, dadurch gekennzeichnet, daß die Abschaltkapazität der Vorschaltkapazität gleich groß oder annähernd gleich groß gemacht wird.

2. Ausführungsform nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Größe der Abschaltkapazität ein Zwei- oder Vielfaches der Antennenkapazität beträgt.

K. P. 299 113. C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin, ebenfalls Zusatz zu demselben K. P. 298 408. Vom 30. 11. 13, ausgegeben 11. 1. 21.

Schaltungsanordnung für Hochfrequenzgeneratoren nach Patent 298 408, dadurch gekennzeichnet, daß die die Kondensatoren verbindenden Leitungen so kurz gemacht sind, daß durch sie eine die Wirkung schädigende Selbstinduktion vermieden wird.

D. R. P. 327 296. Peder Oluf Pedersen in Frederiksberg bei Kopenhagen. Vom 16. 11. 19. Unionspriorität 4. 3. 19, Dänemark, ausgegeben am 9. 10. 20.

Anordnung zur Verbesserung der Beständigkeit und der Nutzwirkung von Bogengeneratoren, dadurch gekennzeichnet, daß die Kathode mit Kühlanordnungen versehen ist, die die Wanderung des Bogens nach außen begrenzt und an der Zündungsstelle die Temperatur für eine zweckmäßig hohe Zündungsspannung regelt, und daß die gegenseitige Stellung der Elektroden derart abgepaßt ist, daß die Längen-

vergrößerung und die Widerstandserhöhung des Bogens während der Wanderung auf den günstigsten Mindestwert begrenzt wird.

Wechselverkehr. Geheimhaltung von Nachrichten.

D. R. P. 331497. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Dr. Siegmund Loewe in Berlin. Vom 16. 12. 17, ausgegeben am 8. 1. 21.

1. Einrichtung zum Wechselverkehr mittels ungedämpfter, sich gegenseitig die Überlagerungswelle zusendender Stationen unter Verwendung der gleichen Röhrengeneratoren zur Erzeugung der Sende- und Überlagerungsschwingungen, dadurch gekennzeichnet, daß gleichzeitig mit dem Tastendruck, gegebenenfalls zwangläufig, Abstimmelemente kurzgeschlossen werden, wodurch die Gleichheit der Wellenlänge für Senden und Empfangen aufrechterhalten wird.

Als Abstimmelement wird ein Kondensator verwendet, der in die Zuleitung zum Gitter eingeschaltet ist und mit dem Druck der Taste kurzgeschlossen wird.

D. R. P. 331243. Fritz Albrecht und Johannes Türk in Charlottenburg.. Vom 7. 1. 20, ausgegeben am 4. 1. 21.

Anordnung zur Geheimhaltung von Telephongesprächen in drahtloser und Leitungswellen-Telephonie, dadurch gekennzeichnet, daß den Hochfrequenzschwingungen außer der Sprache noch ein Geräusch von durchaus ungleichförmiger aber gesetzmäßiger Kurvenform und gleichbleibender Amplitude überlagert wird, während auf der Empfangsstation durch entsprechende Anordnung, z. B. durch zwei Schwingungskreise, die durch Rohre in Deviationsschaltung wechselseitig zur Wirkung gebracht werden, eine Trennung der durch die Überlagerung verzerrten von den unverzerrten Teilen der Sprache stattfindet, wodurch man mit Hilfe anderweitiger geeigneter Anordnungen die Sprache wieder verständlich machen kann.

D. R. P. 331244. Fritz Albrecht und Johannes Türk in Charlottenburg. Vom 7. 1. 20, ausgegeben am 4. 1. 21.

Anordnung zur Geheimhaltung von drahtlosen Telegrammen, dadurch gekennzeichnet, daß vom Sender ständig Hochfrequenzwellenzüge wechselnder Dauer ausgesandt werden, von denen etwa 10000 bis 60000 in der Sekunde in ungleichförmigen Abständen aufeinanderfolgen, wobei Dauer der Wellenzüge und ihr gegenseitiger Abstand gesetzmäßig geregelt ist und die Zeichen dadurch ausgedrückt werden. daß die Lage der Wellenzüge und die der wellenlosen Intervalle zwischen diesen ihre gegenseitige Lage vertauschen, je nachdem man die Sendetaste drückt oder losläßt; während im Empfänger ein in

Resonanz auf die Hochfrequenzwelle abgestimmter Kreis im gleichen Rhythmus wie der Sender derart beeinflußt wird, daß er nur zeitweilig imstande ist, von der ankommenden Welle erregt zu werden, und zwar bei einem Signal nur während der Wellenzüge, sonst nur während der Pausen zwischen denselben, wobei die Gleichzeitigkeit des Einsetzens der Wellenzüge mit der Aufnahmefähigkeit des Empfängers durch geeignete Vorrichtungen gewährleistet wird, die von einer dem ganzen Schwingungsgebilde übergelagerten Tonfrequenz auf Sender und Empfänger gleichzeitig betätigt werden.

Literaturverzeichnis.

Abraham, H., E. Bloch et **L. Bloch,** Journ. de Phys. (Radium) 1, 2, S. 44, 1920. Bull. Soc. Fr. Él. 10, S. 9, Jan. 1920. Appareil à lecture directe pour les mesures en courants alternatifs: Voltmètre amplificateur.

Admiralty Notice to Mariners, No. 703, 1920. Weather Bulletins.

Ammon, Karl, Telegr. u. Fernspr. Techn. 9, 17/18, S. 181, 1920. Die Sprache der Fernmeldetechnik.

Ann. des Postes, Télégr. et Téléph. 8, S. 651, 1919. Ref. Rév. Gén. de l'Él. 7, S. 240, 1920. M. Branlys Donation to the „Postes et Télégraphes“ Museum.

— ebenda 9, S. 31, 1920. Ref. Techn. Rev. 6, S. 506, 1920. Rad. Rev. 1, 14, S. 737, 1920. The Telephonic and Radiotelegraphic Administration in Germany.

Arkadiew, W. K., Telegraph und Telephon ohne Draht (russ.) 1920, S. 134. Theorie der Magnetisierung eines Körpers in konstanten Wechselstromfeldern und ihre Anwendung auf die praktischen Fragen der Elektrotechnik.

Austin, Louis W., Proc. Inst. Rad. Eng. 8, 5, S. 416, 1920. Quantitative Experiments with Coil Antennas in Radio Telegraphy.

Barnett, S. J., Phil. Mag. 40, 238, S. 519, 1920. A Double Solenoid for the Production of Uniform Magnetic Fields.

Benson, T. W., El. Exp. 7, S. 1118, 1920. Wireless Transmission of Power.

Cockadey, L. M., ebenda S. 1282. A Direct Current Transmitter.

Cohen, Louis, Proc. Inst. Rad. Eng. 8, 5, S. 434, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 15, S. 771, 1920. Electrostatically Coupled Circuits.

Coursey, P. R., Wireless World 8, S. 181. 1920. Thermo Electricity and some of its Applications.

Crawley, C. G., Discovery 1, S. 206, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 14, S. 728, 1920. How Wireless Signals are received.

Dieckmann, Max, Telegr. u. Fernspr. Techn. 6, 21/22, S. 223, 1920. Drahtlostelegraphische Bildübertragung.

Drysdale, C. V., Journ. Inst. El. Eng. 58, S. 572, 1920. Ref. Engineering 110, S. 484, 521, 552, 1920. Rad. Rev. 1, 14, S. 732, 1920. Modern Marine Problems in War and Peace.

Duroquier, F., Nature 48, Suppl, S. 3, 12, 1920. Reception of Undamped Waves.
— ebenda S. 9. Rev. Gén. de l'Él. 7, S. 54 B, 1920. Time Table of the Principal Radiotelegraphic Transmissions.
— ebenda S. 43. Reception of Undamped Waves: Construction of a Heterodyne.
Eccles, W. H., Nature 105, S. 519, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 14, S. 722, 1920. Wireless Telephony.
— and **F. W. Jordan,** Electrician 85, S. 176, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 14, S. 738, 1920. A Method of Amplifying Electrical Variations of Low Frequency.
Eckersley, P. P., Journ. Inst. El. Eng. 58, S. 555, 1920. Ref. Model Engineer 43, S. 111, 126, 1920. Rad. Rev. 1, 14, S. 722, 1920. Duplex Wireless Telephony: Some Experiments on its Application to Aircraft.
El. Exp. 7, S. 778, 826, 1919. Carnarvon Radio Station.
— ebenda S. 781. Mica Condensers for Radio Sets.
— ebenda S. 909, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 14, S. 730, 1920. Radio Fog Signalling.
El. Rev. 86, S. 721, 1920. Wireless Telegraphy in Finland.
El. World 76, S. 141, 1920. Ref. Techn. Rev. 6, S. 788, 1920. Interplant Telephone Communication established over High Tension Wires.
Electrician 85, 4, S. 114, 1920. German Radio Telegraph Developments.
— ebenda 22, S. 632. Geneva Wireless Station.
— ebenda 23, S. 657. Mr. E. F. W. Alexanderson on Wirless Transmission.
— ebenda 24, S. 678. Dr. W. H. Eccles on Wirless Progress.
— ebenda 25, S. 719. The Valve and Long-distance Telephony.
— ebenda S. 719. Wireless and Air Service.
— ebenda S. 720. London-Geneva Wireless Test.
Electricité 2, S. 1, 1920. Wireless Telegraphy and the Unification of Time.
Engineering 109, S. 797, 1920. Signalling by Invisible Rays.
Forth, C. R., Jahrb. d. Radioakt. u. Elektron. 17, 2, S. 174, 1920. Neuere Formen von technischen Elektronenröhren.
Fry, W. J., Wireless World 8, S. 167, 1920. Old and Modern Telephones.
Fuhrmann, W., Ztschr. f. Feinmech. 28, 23, S. 175, 1920. Kurvenschar-Meßgeräte.
Gernsbach, H. and H. W. Secor, El. Exp. 7, S. 1126, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 14, S. 732, 1920. Telegraphing by Invisible Light Beams.
Gradenwitz, Alfred, Electrician 85, 25, S. 714, 1920. Inauguration of the Extended Nauen Wireless Station.
Heising, R. A., Journ. Amer. Inst. El. Eng. 39, S. 365, 471, 1920. Ref. El. World 75, S. 1101, 1920. Techn. Rev. 6, S. 506, 1920. Rad. Rev. 1, 14, S. 721, 1920. The Audion Oscillator.
Höpfner, Karl, Telegr. u. Fernspr. Techn. 9, 9, S. 139, 1920. Verstärkereinrichtungen im deutsch-schwedischen Sprechverkehr. (Schluß.)
Hofmann, W., Ztschr. f. techn. Phys. 1, 11, S. 256, 1920. Hochohmige Belastungs- und Meßwiderstände.
Holweck, M., Rev. Gén. de l'Él. 7, S. 713. 1920. The Use of a Valve Amplifier and Telephone for the Detection of α and β Particles from Radioactive Bodies.

Howe, G. W. O., Rad. Rev. 1, 14, S. 710, 1920. The Capacity of Rectangular Plates and a Suggested Formula for the Capacity of Aerials.

Hund, August, Proc. Inst. Rad. Eng. 8, 5, S. 424, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 15, S. 772, 1920. A Discussion on « Electrical Oscillations in Antennas and Induction Coils », by John M. Miller.

Imhof, A., Schweizer. Elektrot. Verein II, S. 99, 1920. Ref. Sc. Abstr. 23 B, S. 335, 1920. Techn. Rev. 6, S. 724, 1920. The Use of Condensers in High-Voltage Measurements.

Jahn, O., Ztschr. f. d. phys. u. chem. Unterr. 33, 5, S. 186, 1920. Zur objektiven Darstellung der oszillatorischen Entladung.

Jones, J., Phil. Mag. 39, S. 553, 1920. Ref. Sc. Abstr. 23 A, S. 400, 1920. Rad. Rev. 1, 14, S. 717, 1920. Period and Decrement of an Oscillatory Circuit with a Short Circuited Secondary.

Keil, K., Ztschr. f. d. phys. u. chem. Unterr. 33, 5, S. 188, 1920. Versuch zum Nachweis des oszillatorischen Charakters der Entladung eines Kondensators.

Kitchin, E. W., Wireless World 8, S. 265, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 14, S. 731, 1920. A Wet Cotton Grid Leak and Intervalve Resistance.

Klopsteg, P. E., Phys. Rev. 15, S. 12, 1920. Ref. Sc. Abstr. 23 A, S. 313, 1920. Rad. Rev. 1, 14, S. 718, 1920. The Measurement of Very Short Time Intervals.

Kobold, Nature 105, S. 403, 1920. Astronomical Arrangements by Wireless Telegraphy.

Latour, Marius, El. World 76, 18, S. 870, 1920. Basic Theory of Electron Tube. Amplifiers II.

MacCallum, H., Rad. Rev. 1. 14, S. 685, 1920. Recent Commercial Developments in Wireless.

Mariott, Robert H., Proc. Inst. Rad. Eng. 8, 5, S. 345, 1920. An Electrical Signaling Method for Guiding Aerial and Marine Craft.

Maurer, P., L'Electricien 51, S. 278, 1920. The Design and Construction of Condensers for Radiotelegraphy.

Meissner, Walter, Ztschr. f. Phys. III, 2, S. 111, 1920. Über Hochfrequenztelephone.

Minohara, T., Proc. Inst. Rad. Eng. 8, 6, S. 493, 1920. Some Characteristics of the Frequency Doubler as applied to Radio Transmission.

Mühlbrett, K., Telegr. u. Fernspr. Techn. 9, 17/18, S. 179, 1920. Über Störungen an Verstärkern und die Mittel zu ihrer Beseitigung.

Nature, La, 48, S. 93, 1920. Wired Wireless Telegraphy.

— ebenda S. 156. Ref. Techn. Rev. 6, S. 549, 1920. Rad. Rev. 1, 14, S. 733, 1920. Aircraft Radio.

— ebenda S. 252. The Danger of Hertzian Waves.

Nature 105, S. 17, 1920. Wireless Telegraphy.

Oldenberg, O., Ztschr. f. d. phys. u. chem. Unterr. 33, 5, S. 161, 1920. Ein Schwingungsapparat nach H. Th. Simon für Vorlesung und Praktikum.

Pickard, Greenlaf W., Proc. Inst. Rad. Eng. 8, 5, S. 358, 1920. Static Elimination by Directional Reception.

van der Pol, Balth., Rad. Rev. 1, 14, S. 701, 1920. A Theory of the Amplitude of Free and Forced Triode Vibrations.



Poole, H. H., Phil. Mag. **40,** 240, S. 793, 1920. On the Use of Vector Methods in the Derivation of the Formulae used in Inductance and Capacity Measurements.

Press, A., Proc. Inst. Rad. Eng. 8, 5, S. 441, 1920. Ref. Rad. Rev. **1,** 15, S. 772, 1920. The Wave Length Reflation for Generalized Bessels Antenna.

— ebenda 6, S. 525. Theory of Antenna Radiation.

— Electrician 85, S. 177, 1920. Ref. Rad. Rev. **1,** 14. S. 717, 1920. The Significance of Maxwells Theory.

Rankine, A. O., El. Exp. 7, S. 1263, 1315, 1920. Talking over a Sunbeam.

Raymond-Barker, E., El. Rev. **86,** S. 293, 1920. Magnetic Storms as affecting Ocean Telegraph Cables.

Rosche, G., Électricien **51,** S. 277, 1920. The Use of Amplifiers for Locating Faults in Armoured Cables.

Rossi, A. G., Cim. (6) **17,** S. 19, 95, 1919. Un transformatore dinamico per correnti alternate.

Rothe, E., C. R. **170,** S. 1197, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 14, S. 736, 1920. An Anemometer employing Electric Oscillations.

Ryan, Francis M., J. R. Tolmie and Roy O. Bach, Proc. Inst. Rad. Eng. 8, 6, S. 451, 1920. Multiplex Radio Telegraphy and Telephony.

Ryan, Frederic C., ebenda S. 509. The Status of the Static Frequency Changer in Radio Engineering Practice.

Samson, R. A., Nature **105,** S. 268, 1920. Ref. Rad. Rev. **1,** 14, S. 738, 1920. Eiffel Tower Wireless Time Signals.

Schottky, W. und C. A. Hartmann, Ztschr. f. Phys. **2,** S. 206, 1920. Experimentelle Untersuchung des Schroteffektes in Glühkathodenröhren.

Science and Invention 8, S. 408, 1920. Ref. Rad. Rev. **1,** 14, S. 740, 1920. The Magnavox.

Sc. **Amer. 122,** S. 417, 1920. Naval Observatory Time Signals.

— ebenda S. 601. Speaking on a Battleship to a Crowd in New York City.

— ebenda **123,** S. 129. Ref. Rad. Rev. **1,** 14, S. 725, 1920. Observations on Radio Transmission Phenomena.

Scott-Taggart, J., Electrician 85, S. 62, 1920. Valve Amplifiers and Medical Science.

Secor, H. W., El. Exp. 7, S. 48, 1920. Hello, Mars.

Skaupy, F. and H. Ewest, Ztschr. f. techn. Phys. **1,** 8, S. 167, 1920. Über eine neue Art von Widerständen hoher Ohmzahl.

Squier, G. O., El. World 76, S. 137, 1920. Ref. Rad. Rev. **1,** 14, S. 728, 1920. Resonance Wave Coil.

Stead, G. and B. S. Gossling, Phil. Mag. **40,** 238, S. 413, 1920. On the Relative Ionization Potentials of Gases as observed in Thermonic Valves.

Stone, Ellery W., Proc. Inst. Rad. Eng. 8, 5, S. 431, 1920. Ref. Rad Rev. 1, 15, S. 772, 1920. Further Discussion on «The Use of Ground Wires at Remote Control Stations» by A. Hoyt Taylor and A. Crossley.

Telegr. and Teleph. Age 38, S. 73, 1920. Insulating Materials.

— ebenda S. 272. Tropical Radiotelegraph Companys Stations and Equipment.

— ebenda S. 425. The First Wireless Telephone Exchange.

Telegr. and Teleph. Journ. 6, S. 164, 1920. Wireless in Warfare.

T. S. F. Moderne 1, S. 18, 1920. Meteorological Signals of the Eiffel Tower.
— ebenda S. 47. Ref. Rad. Rev. 1, 14, S. 738, 1920. The Meteorological Bulletin of the British Air Ministry.
— ebenda S. 56. Condensers and Resistances.
— ebenda S. 64. Ref. Rad. Rev. 1, 14, S. 730, 1920. A Large Swedish Radio Station.
Thiercelin, M., La Nature 48, (2) Suppl. S. 22, 1920. The Use of Electric Light Mains for the Reception of Wireless Signals.
Trewman, H. F., Electrician 85, 22, S. 622, 1920. A Proof of the Formula for Determining the Self-Induction of a Coil Using $\sqrt{-1}$ Function.
Wagner, K. W., Rad. Rev. 1, 14, S. 715, 1920. Multiplex Telephony and Telegraphy using High Frequency Currents (Wired Wireless).
Ztschr. f. Feinmech. 28, 23, S. 175, 1920. Kurvenschar Meßgeräte.
— ebenda 24, S. 183. Die Fabrikation von Hochvakuumröhren.
Zenneck, J., Proc. Inst. Rad. Eng. 8, 6, S. 468, 1920. A Contribution to the Theory of Magnetic Frequency Changers.

Kurze Mitteilungen.

Der unlängst zunächst versuchsweise eingerichtete funktelegraphische Verkehr Deutschland-England hat sich weiter günstig entwickelt. In der Zeit von 5—8 nachm., die vorläufig zur Verfügung stand, haben am 25. Februar mehr als 3000 Wörter übermittelt werden können. Vom 28. Februar ab fand für die Dauer der Londoner Konferenz ein erweiterter Funkverkehr während täglich 11 Stunden statt. Auf diese Weise wird es möglich sein, die vorhandenen Kabelverbindungen zu entlasten und im Falle von Störungen und Anhäufungen für die telegraphische Korrespondenz über einen zweiten Absatzweg zu verfügen.

Funkverkehr mit den Vereinigten Staaten von Amerika. Für den Funktelegrammaustausch zwischen Deutschland und den Vereinigten Staaten von Amerika, der infolge seiner Unabhängigkeit von fremdländischen Kabeln an sich schon schneller als der Abfluß auf dem Drahtwege vor sich geht, ist jetzt die Möglichkeit einer weiteren Beschleunigung gegeben. Für die aus Deutschland herrührenden nach New York (Stadt) gerichteten wie auch für die in umgekehrter Richtung zu befördernden Funktelegramme ist die dringende Beförderung zugelassen worden. Die Gebühr beträgt das Dreifache der gewöhnlichen Wortgebühr. Die bisherige Bestimmung, daß für Funktelegramme nach Amerika die dringende Beförderung auf der deutschen Teilstrecke bis zur Großfunkstelle Nauen verlangt werden kann, ist weggefallen. Funktelegramme zur dringenden Beförderung sowohl auf den deutschen als auch auf den amerikanischen Drahtverbindungen nach Argentinien, Chile, Brasilien, Peru und Uruguay bleiben weiterhin zugelassen.

Jahrbuch

Zeitschrift für

drahtlose Telegraphie und Telephonie

sowie für das Gesamtgebiet der Hochfrequenztechnik

Band 17. April 1921. Heft 4.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: *Prof. Dr. H. Faßbender* ***Berlin-Lichterfelde, Enzianstrasse Nr. 1,*** zu senden. **Manuskripte können jetzt wieder innerhalb kurzer Zeit zum Abdruck gelangen.** Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Abonnements und Inserate sind an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39* zu richten.

Über die gegenseitigen Induktionskoeffizienten häufig vorkommender Leiterformen.

IV. Einlagige Spulen mit quadratischem bzw. rechteckigem Windungsquerschnitt (Rahmenspulen).

Von **A. Esau.**

(Mitteilungen aus dem Laboratorium der Ges. für drahtl. Telegraphie [Telefunken] Berlin.)

Nachdem durch die Einführung der Braunschen Rahmenantenne in die drahtlose Technik, worüber ich an anderer Stelle[1]) ausführlich berichtet habe, Spulen mit quadratischem Windungsquerschnitt in Anwendung gekommen sind, erweist es sich als notwendig, ihre elektrischen Konstanten in Abhängigkeit von den Spulendimensionen berechnen zu können.

Für den Selbstinduktionskoeffizienten derartiger Spulen sind Formeln von mir in einer früheren Arbeit[2]) bereits abgeleitet worden.

In der vorliegenden Untersuchung soll nun näher eingegangen werden auf die Berechnung des gegenseitigen Induktionskoeffizienten von Spulen mit quadratischem bzw. rechteckigem Windungsquerschnitt und in parallelen Ebenen nebeneinander liegenden Windungen. Für die Festlegung der geringsten Entfernung, in der man zwei Rahmen voneinander aufstellen kann, ohne daß sie sich gegenseitig stören — eine in der Praxis häufig vorliegende Aufgabe — ist ausschlaggebend ihre Kopplung. Da in der bekannten Formel für den Kopplungskoeffizienten zweier Kreise der gegenseitige Induktionskoeffizient beider vorkommt, so beansprucht seine Berechnungsmöglichkeit auch in dieser Hinsicht erhöhtes Interesse.

A. Einlagige Spulen mit nebeneinander in parallelen Ebenen liegenden Windungen.

Es werden zwei Spulen mit quadratischem Windungsquerschnitt vorausgesetzt, deren Seitenlängen a und $a + 2c$ sind. Ihre Windungszahlen und Ganghöhen sollen mit n, m, g und h, ihr mittlerer gegenseitiger Abstand mit d bezeichnet werden (s. Fig. 1).

Wir denken uns die Spulen in Einzelwindungen zerlegt und berechnen den gegenseitigen Induktionskoeffizienten je zweier von ihnen.

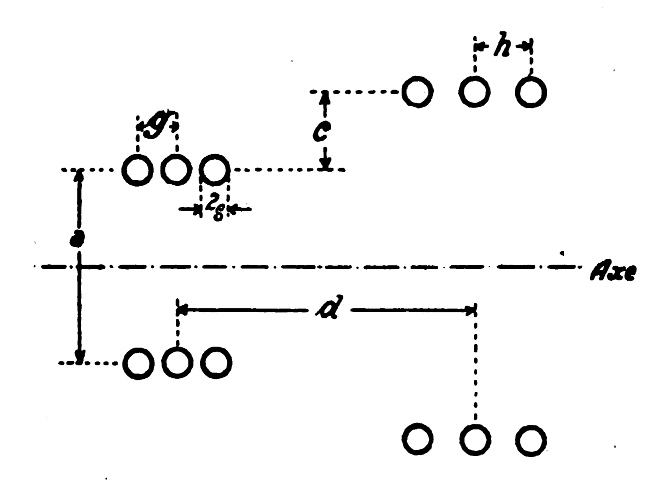
---

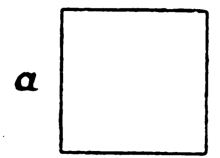
1) A. Esau, Elektrotechnik u. Maschinenbau 1919.

2) A. Esau, Jahrbuch d. drahtl. Telegraphie 14, S. 271, 1919.

Ihre Summe ergibt dann den gegenseitigen Induktionskoeffizienten der Spulen.

Für den gegenseitigen Induktionskoeffizienten M zweier in parallelen Ebenen vom Abstand d gelegenen Quadrate mit den Seiten-





längen a und $a + 2c$ habe ich in einer früheren Arbeit[1]) unter der Voraussetzung, daß die Verhältnisse $\frac{c}{a}$ und $\frac{d}{a}$ den Wert 0,25 nicht wesentlich übersteigen, die folgende Formel abgeleitet

$$M = 8a \left\{ ln \frac{a}{\sqrt{c^2 + d^2}} - 0{,}774 + \frac{c}{a} \left(ln \frac{a}{\sqrt{2c^2 + d^2} + c} + 0{,}226 \right) + \frac{\sqrt{2c^2 + d^2}}{a} + \frac{3}{4} \frac{c^2}{a^2} - 0{,}043 \frac{d^2}{a^2} \right\}$$

1) A. Esau, Annalen d. Physik 61, S. 410, 1920.

Wendet man diese Formel auf unsere Spulen an und addiert man die so erhaltenen gegenseitigen Induktionskoeffizienten, so erhält man für den Koeffizienten der gegenseitigen Induktion der beiden Spulen den Ausdruck

$$M = 8a \left\{ \begin{array}{l} \left(ln \frac{a}{\sqrt{c^2+d^2}} - 0{,}774\right) m \cdot n \\ \qquad + \frac{c}{a}\left(ln \frac{a}{\sqrt{2c^2+d^2}+c} + 0{,}226\right) m \cdot n \\ + \frac{3}{4}\frac{c^2}{a^2} m \cdot n - 0{,}043 \frac{d^2}{a^2} m \cdot n + \frac{\sqrt{2c^2+d^2}}{a} m \cdot n \\ - \frac{g^2}{24(c^2+d^2)}\left(1 - 2\frac{d^2}{c^2+d^2} - \frac{c}{a}\frac{d^2}{c^2+d^2}\right) m \cdot n(n^2-1) \\ - \frac{h^2}{24(c^2+d^2)}\left(1 - 2\frac{d^2}{c^2+d^2} - \frac{c}{a}\cdot\frac{d^2}{c^2+d^2}\right) m \cdot n(m^2-1) \\ + \frac{g^2}{24a(2c^2+d^2)^{1/2}}\left(1 - \frac{2c}{(2c^2+d^2)^{1/2}} \right. \\ \qquad \left. - \frac{d^2}{2c^2+d^2}\right) m n (n^2-1) + \frac{h^2}{24a(2c^2+d^2)^{1/2}} \\ \qquad \left(1 - \frac{2c}{(2c^2+d^2)^{1/2}} - \frac{d^2}{2c^2+d^2}\right) m \cdot n(m^2-1) \\ - 0{,}0036 \frac{g^2}{a^2} m n (n^2-1) - 0{,}0036 \frac{h^2}{a^2} m n (m^2-1) \end{array} \right\}$$

In ähnlicher Weise, wie es schon bei Spulen mit kreisförmigem Windungsquerschnitt[1]) durchgeführt worden ist, sollen jetzt die in dieser allgemeinen Formel enthaltenen speziellen Fälle näher untersucht werden.

a) $g \gtreqless h;\ c > 0;\ d > 0;\ m = 1;\ n$ beliebig.

Die eine der beiden Spulen ist in einen Kreis ausgeartet und wir erhalten somit den gegenseitigen Induktionskoeffizienten zwischen einer Spule und einem einzigen Drahtkreis.

Es wird

1) A. Esau, Jahrbuch f. drahtl. Telegraphie 17, S. 83, 1921.

$$M = 8a \left\{ \begin{array}{l} \left(ln \frac{a}{\sqrt{c^2+d^2}} - 0{,}774\right) n \\ \qquad + \frac{c}{a}\left(ln \frac{a}{\sqrt{2c^2+d^2}+c} + 0{,}226\right) n + \frac{3}{4}\frac{c^2}{a^2} n \\ - 0{,}043 \frac{d^2}{a^2} n + \frac{\sqrt{2c^2+d^2}}{a} n - 0{,}0036 \frac{g^2}{a^2} n(n^2-1) \\ - \frac{g^2}{24(c^2+d^2)}\left(1 - 2\frac{d^2}{c^2+d^2} - \frac{c}{a}\cdot\frac{d^2}{c^2+d^2}\right) n(n^2-1) \\ + \frac{g^2}{24a(2c^2+d^2)^{1/2}}\left(1 - \frac{2c}{(2c^2+d^2)^{1/2}} - \frac{d^2}{2c^2+d^2}\right) n(n^2-1) \end{array} \right\}.$$

b) $g \gtreqless h;\ c > 0;\ d > 0;\ m = n$.

Werden die Windungszahlen der beiden Spulen einander gleich, so geht unsere Ausgangsformel über in die folgende

$$M = \left\{ \begin{array}{l} \left(ln \frac{a}{\sqrt{c^2+d^2}} - 0{,}774\right) n^2 \\ \qquad + \frac{c}{a}\left(ln \frac{a}{\sqrt{2c^2+d^2}+c} + 0{,}226\right) n^2 + \frac{3}{4}\frac{c^2}{a^2} n^2 \\ - 0{,}043 \frac{d^2}{a^2} n^2 + \frac{\sqrt{2c^2+d^2}}{a} n^2 \\ - \frac{g^2+h^2}{24(c^2+d^2)}\left(1 - 2\frac{d^2}{c^2+d^2} - \frac{c}{a}\cdot\frac{d^2}{c^2+d^2}\right) n^2(n^2-1) \\ + \frac{g^2+h^2}{24a(2c^2+d^2)^{1/2}}\left(1 - \frac{2c}{(2c^2+d^2)^{1/2}} - \frac{d^2}{2c^2+d^2}\right) n^2(n^2-1) \\ - 0{,}0036 \frac{g^2+h^2}{a^2} n^2(n^2-1) \end{array} \right\}$$

c) $g \gtreqless h;\ c = 0;\ d > 0;\ m \gtreqless n$.

Setzt man $c = 0$, so erhalten wir zwei Spulen von gleicher Seitenlänge im Abstand d voneinander. Ihr gegenseitiger Induktionskoeffizient wird

$$M = 8a \left\{ \begin{array}{l} \left(l n \frac{a}{d} - 0{,}774\right) m \cdot n + \frac{d}{a} m \cdot n - 0{,}043 \frac{d^2}{a^2} m \cdot n \\ - 0{,}0036 \frac{g^2}{a^2} m n (n^2 - 1) - 0{,}0036 \frac{h^2}{a^2} m n (m^2 - 1) \\ + \frac{g^2}{24 d^2} m n (n^2 - 1) + \frac{h^2}{24 d^2} m n (m^2 - 1) \end{array} \right\}$$

d) $g \gtreqless h$; $c = 0$; $d > 0$; $m = 1$; n beliebig.

Die allgemeine Formel ergibt für den vorliegenden Fall den Ausdruck

$$M = 8a \left\{ \begin{array}{l} \left(l n \frac{a}{d} - 0{,}774\right) n + \frac{d}{a} n - 0{,}043 \frac{d^2}{a^2} n \\ \qquad - 0{,}0036 \frac{g^2}{a^2} n (n^2 - 1) + \frac{g^2}{24 d^2} n (n^2 - 1) \end{array} \right\}$$

e) $g \gtreqless h$; $c = 0$; $d > 0$; $m = n$.

Zwei Spulen von gleicher Seitenlänge und Windungszahl haben einen gegenseitigen Induktionskoeffizienten, der sich berechnen läßt nach der Formel

$$M = 8a \left\{ \begin{array}{l} \left(l n \frac{a}{d} - 0{,}774\right) n^2 + \frac{d}{a} n^2 - 0{,}043 \frac{d^2}{a^2} n \\ \qquad - 0{,}0036 \frac{g^2 + h^2}{a^2} n^2 (n^2 - 1) + \frac{g^2 + h^2}{24 d^2} n^2 (n^2 - 1) \end{array} \right\}$$

f) $g \gtreqless h$; $c \gtreqless 0$; $d = 0$; $m \gtreqless n$.

Für $d = 0$, d. h. zwei Spulen, die übereinander liegen derart, daß ihre beiden Mittelpunkte zusammenfallen, ergibt unsere Ausgangsformel den Ausdruck

$$M = 8a \left\{ \begin{array}{l} \left(l n \frac{a}{c} - 0{,}774\right) m \cdot n + \frac{c}{a} \left(l n \frac{a}{c} + 0{,}759\right) m \cdot n \\ \qquad + \frac{3}{4} \frac{c^2}{a^2} m \cdot n \\ - 0{,}0036 \frac{g^2}{a^2} m n (n^2 - 1) - 0{,}0036 \frac{h^2}{a^2} m n (m^2 - 1) \\ - \frac{g^2}{24 c^2} m n (n^2 - 1) - \frac{h^2}{24 c^2} m n (m^2 - 1) \\ + 0{,}142 \frac{g^2}{c a} m n (n^2 - 1) + 0{,}142 \frac{h^2}{c a} m n (m^2 - 1) \end{array} \right\}$$

g) $g \gtreqless h$; $c \gtreqless 0$; $d = 0$; $m = 1$; n beliebig.

Unter dieser Annahme kommen wir zu einer Spule, in deren Mittelebene ein Drahtkreis liegt. Ihr gegenseitiger Induktionskoeffizient wird

$$M = 8a \left\{ \begin{array}{l} \left(ln \frac{a}{c} - 0{,}774\right) n + \frac{c}{a}\left(ln \frac{a}{c} + 0{,}759\right) n + \frac{3}{4}\frac{c^2}{a^2} n \\ - 0{,}0036 \frac{g^2}{a^2} n(n^2 - 1) - \frac{g^2}{24 c^2} n(n^2 - 1) \\ \qquad\qquad + 0{,}142 \frac{g^2}{c a} n(n^2 - 1) \end{array} \right\}$$

h) $g \gtreqless h$; $c \gtreqless 0$; $d = 0$; $m = n$.

Der gegenseitige Induktionskoeffizient zweier übereinander liegender Spulen gleicher Windungszahlen ist gegeben durch den Ausdruck

$$M = 8a \left\{ \begin{array}{l} \left(ln \frac{a}{c} - 0{,}774\right) n^2 + \frac{c}{a}\left(ln \frac{a}{c} + 0{,}759\right) n^2 + \frac{3}{4}\frac{c^2}{a^2} n^2 \\ - 0{,}0036 \frac{g^2 + h^2}{a^2} n^2(n^2 - 1) - \frac{g^2 + h^2}{24 c^2} n^2(n^2 - 1) \\ + 0{,}142 \frac{g^2 + h^2}{c a} n^2(n^2 - 1) \end{array} \right\}$$

i) $g = h$; $c > 0$; $d > 0$; $m \gtreqless n$.

Wir wollen jetzt die Ganghöhe der beiden Spulen als gleich voraussetzen, wodurch unsere allgemeine Formel übergeht in die folgende

$$M = 8a \left\{ \begin{array}{l} \left(ln \frac{a}{\sqrt{c^2 + d^2}} - 0{,}774\right) m \cdot n \\ \qquad + \frac{c}{a}\left(ln \frac{a}{\sqrt{2c^2 + d^2} + c} + 0{,}276\right) m n \\ + \frac{3}{4}\frac{c^2}{a^2} m n - 0{,}043 \frac{d^2}{a^2} m \cdot n + \frac{\sqrt{2c^2 + d^2}}{a} m \cdot n \\ - 0{,}0036 \frac{g^2}{a^2} m n(m^2 + n^2 - 2) - 0{,}0042 \frac{g^2}{c^2 + d^2}\left(1 - \frac{2d^2}{c^2 + d^2}\right. \\ \qquad \left. - \frac{c}{a}\frac{d^2}{c^2 + d^2}\right) m n (m^2 + n^2 - 2) \\ + \frac{g^2}{24a(2c^2 + d^2)^{1/2}}\left(1 - \frac{2c}{(2c^2 + d^2)^{1/2}}\right. \\ \qquad \left. - \frac{d^2}{2c^2 + d^2}\right) m \cdot n (m^2 + n^2 - 2) \end{array} \right\}$$

k) $g = h;\ c > 0;\ d > 0;\ m = n.$

Für Spulen gleicher Windungszahl wird

$$M = 8a\left\{\begin{aligned}&\left(ln\frac{a}{\sqrt{c^2+d^2}} - 0{,}774\right)n^2\\ &\qquad + \frac{c}{a}\left(ln\frac{a}{\sqrt{2c^2+d^2}+c} + 0{,}226\right)n^2\\ &+ \frac{3}{4}\frac{c^2}{a^2}n^2 - 0{,}043\frac{d^2}{a^2}n^2 + \frac{\sqrt{2c^2+d^2}}{a}n^2\\ &- 0{,}0072\frac{g^2}{a^2}n^2(n^2-1) - 0{,}0084\frac{g^2}{c^2+d^2}\left(1 - \frac{2d^2}{c^2+d^2}\right.\\ &\qquad\left. - \frac{c}{a}\frac{d^2}{c^2+d^2}\right)n^2(n^2-1)\\ &+ \frac{g^2}{12a(2c^2+d^2)^{1/2}}\left(1 - \frac{2c}{(2c^2+d^2)^{1/2}} - \frac{d^2}{2c^2+d^2}\right)n^2(n^2-1)\end{aligned}\right\}$$

l) $g = h;\ c = 0;\ d > 0;\ m \gtreqless n.$

Haben die beiden Spulen die gleichen Seitenlängen, so erhalten wir für den gegenseitigen Induktionskoeffizienten den Ausdruck

$$M = 8a\left\{\begin{aligned}&\left(ln\frac{a}{d} - 0{,}774\right)m\cdot n + 0{,}043\frac{d}{a}mn - 0{,}043\frac{d^2}{a^2}m\cdot n\\ &- 0{,}0036\frac{g^2}{a^2}mn(m^2+n^2-2)\\ &\qquad + 0{,}0042\frac{g^2}{d^2}mn(m^2+n^2-2)\end{aligned}\right\}$$

m) $g = h;\ c = 0;\ d > 0;\ m = n.$

Stimmen sie außerdem in den Windungszahlen überein, so wird

$$M = 8a\left\{\begin{aligned}&\left(ln\frac{a}{d} - 0{,}774\right)n^2 + \frac{d}{a}n^2 - 0{,}043\frac{d^2}{a^2}n^2\\ &- 0{,}0072\frac{g^2}{a^2}n^2(n^2-1) + 0{,}0084\frac{g^2}{d^2}n^2(n^2-1)\end{aligned}\right\}$$

n) $g = h;\ c > 0;\ d = 0;\ n \gtreqless m.$

Wird $d = 0$, d. h. fallen die Mittelpunkte der beiden Spulen zusammen, so erhalten wir aus der allgemeinen Formel den Ausdruck

$$M = 8a \left\{ \begin{aligned} & \left(ln\frac{a}{c} - 0{,}774\right) m \cdot n + \frac{c}{a}\left(ln\frac{a}{c} + 0{,}759\right) m \cdot n \\ & \qquad\qquad + 0{,}75\frac{c^2}{a^2} m \cdot n \\ & - 0{,}0036\frac{g^2}{a^2} m \cdot n (m^2 + n^2 - 2) - \frac{g^2}{24c^2} m n (m^2 + n^2 - 2) \\ & \qquad\qquad + 0{,}142\frac{g^2}{c a} m n (m^2 + n^2 - 2) \end{aligned} \right\}$$

o) $g = h;\ c > 0;\ d = 0;\ n = m.$

Für übereinander liegende Spule gleicher Länge wird

$$M = 8a \left\{ \begin{aligned} & \left(ln\frac{a}{c} - 0{,}774\right) n^2 + \frac{c}{a}\left(ln\frac{a}{c} + 0{,}759\right) n^2 + 0{,}75\frac{c^2}{a^2} n^2 \\ & - 0{,}0072\frac{g^2}{a^2} n^2 (n^2 - 1) - \frac{g^2}{12c^2} n^2 (n^2 - 1) \\ & \qquad\qquad + 0{,}284\frac{g^2}{c a} n^2 (n^2 - 1) \end{aligned} \right\}$$

Gültigkeitsbereich der Formel.

Das Abbrechen der Reihenentwicklungen mit den quadratischen Gliedern von $\frac{d}{a}$, $\frac{c}{a}$, $\frac{g}{a}$ und $\frac{g}{d}$ hat zur Folge, daß der Gültigkeitsbereich unserer Formeln kein unbeschränkter sein kann.

Wie ich bereits früher nachgewiesen habe, liegen die Fehler unterhalb von 1%, solange die Größen $\frac{d}{a}$ und $\frac{c}{a}$ kleiner sind als 0,25.

Was den Einfluß der Glieder betrifft, in denen die Ganghöhe auftritt, so zeigen die Formeln, daß sie umso weniger ins Gewicht fallen werden, je kleiner die Ganghöhe bzw. die Verhältnisse $\frac{g}{a}$ und $\frac{g}{d}$ gemacht werden.

Die folgende Tabelle zeigt den Einfluß des Gliedes $\frac{g^2}{d^2}$

a	d	n	g	$\frac{g}{d}$	M_n	M_s	$\frac{\Delta M}{M_s}$
cm	cm		cm		cm	cm	%
5	2	3	0,1	0,05	192,6	193,2	0,3
5	2	3	0,15	0,075	192,6	194,0	0,7
5	2	3	0,2	0,1	192,6	195,0	1,2

Der Wert M_n ist berechnet nach Formel *m*, wobei die g^2 enthaltenden Glieder unterdrückt worden sind, während M_e diese Glieder mit berücksichtigt.

Wie aus der Tabelle hervorgeht, liegen die Abweichnungen beider Werte unterhalb von $1^0/_0$, solange das Verhältnis $\frac{g}{a}$ den Wert 0,08 nicht übersteigt.

Näherungsformeln.

Für praktische Zwecke, wo es auf größte Genauigkeit vielfach nicht ankommt, empfiehlt es sich, an Stelle unseres exakten Ausdrucks Näherungsformeln zu benutzen, die jetzt abgeleitet werden sollen.

Wir haben hierbei zwei Fälle zu unterscheiden:

$$\text{a)}\quad \frac{d}{a},\ \frac{c}{a} < 0{,}25\,.$$

Unsere allgemeine Formel läßt sich nach Unterdrückung der Glieder $\frac{g^2}{a^2}$ und $\frac{g^2}{d^2}$, von denen nachgewiesen worden ist, daß sie beim Verzicht auf größte Genauigkeit unberücksichtigt bleiben können, schreiben in der Form

$$M = (a \cdot S')\, m \cdot n$$

Der Ausdruck $a\,S'$ stellt den gegenseitigen Induktionskoeffizienten der Mittelwindungen der beiden Spulen dar. Seine Größe als Funktion von $\frac{d}{a}$ und $\frac{c}{a}$ habe ich früher berechnet und in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

Um also den gegenseitigen Induktionskoeffizienten der Spulen zu erhalten, hat man aus der Tabelle für die vorliegenden Werte $\frac{c}{a}$ und $\frac{d}{a}$ die Größe S zu entnehmen und sie mit der Seitenlänge und den beiden Windungszahlen zu multiplizieren.

$$\text{b)}\quad \frac{d}{a},\ \frac{c}{a} > 0{,}25\,.$$

In ganz ähnlicher Weise wie zuvor schreiben wir

$$M = (a\,S' \cdot m \cdot n)$$

S' ist der Tabelle zu entnehmen.

Tabelle für $S' = f\left(\frac{d}{a}, \frac{c}{a}\right)$

$\frac{c}{a}$ \ $\frac{d}{a} =$	0,0	0,1	0,2	0,5	1,0	2,0	4,0
$\frac{c}{a} =$ 0,0	—	13,02	8,264	3,224	1,016	0,202	0,028
0,1	14,74	12,12	8,832	3,688	1,312	0,264	0,036
0,2	10,70	9,904	8,232	4,232	1,576	0,360	0,056
0,5	6,40	6,256	5,872	4,264	2,136	0,600	0,112
1,0	3,968	3,936	3,856	3,384	2,328	0,952	0 208
2,0	2,320	2,296	2,256	2,176	1,888	1,184	0,416
4,0	1,232	1,248	1,256	1,232	1,200	1,200	0,568

Der Kopplungskoeffizient K.

Die Berechnung des Kopplungskoeffizienten K läßt sich jetzt in sehr einfacher Weise ausführen.

Bekanntlich ist

$$K = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$$

M ist nach dem Vorhergehenden gegeben durch den Ausdruck

$$M = a S' \cdot m \cdot n$$

Die Selbstinduktionskoeffizienten L_1 und L_2 der Spulen entnehmen wir einer früheren Arbeit, wo für L der Ausdruck

$$L = 8 a \cdot n \cdot S$$

aufgestellt worden war.

Aus Tabellen und Kurven kann dort die Größe S für beliebige Werte von n, $\frac{g}{a}$ und $\frac{a}{\varrho}$ (ϱ Drahthalbmesser) unmittelbar entnommen werden.

Im vorliegenden Falle wird also

$$L_1 = 8 a n S_n$$
$$L_2 = 8 (a + 2c) m S_m$$

zu setzen sein.

Setzt man die obigen Werte in die Formel für K ein, so erhält man

$$K = \frac{\sqrt{m \cdot n}}{8} \frac{S'}{\sqrt{S_n \cdot S_m}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + 2\frac{c}{a}}}$$

Besonders einfach wird dieser Ausdruck für den Fall, wo die beiden Spulen gleich groß und von gleicher Windungszahl sind.

Wir erhalten dann für den Kopplungskoeffizienten den Ausdruck

$$K = \frac{n}{8} \frac{S'}{S_n}$$

Die Berechnung des Kopplungskoeffizienten möge an einem Beispiel praktisch durchgeführt werden. Wir setzen voraus zwei Spulen mit den Seitenlängen $a = 100$ cm und $a + 2c = 200$ cm, den Windungszahlen $n = 5$ und $m = 10$, dem Drahtdurchmesser $2\varrho = 0{,}1$ cm und einem gegenseitigen Abstand $d = 10$ cm. Die Ganghöhe der beiden Spulen sei 0,4 cm.

Zu berechnen ist der Kopplungskoeffizient für Spulenabstände von 10, 100 und 400 cm.

Aus der Tabelle für S' ergibt sich im vorliegenden Falle $\left(\frac{c}{a} = 0{,}5;\ \frac{d}{a} = 0{,}1\right)$

$$S' = 6{,}256.$$

Aus der früher mitgeteilten Tabelle für den Selbstinduktionskoeffizienten von Spulen entnehmen wir

$$S_n = 16{,}75 + 7{,}077 = 23{,}827$$
$$S_m = 39{,}24 + 7{,}77 \quad = 47{,}01\,.$$

Für $d = 10$ cm wird also

$$K = \frac{\sqrt{50}}{8} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{6{,}256}{\sqrt{23{,}827 \cdot 47{,}01}} = 11{,}7\,\%$$

In einer Entfernung $d = 100$ cm wird

$$K = \frac{\sqrt{25}}{8} \frac{2{,}136}{\sqrt{23{,}827 \cdot 47{,}01}} = 4{,}0\,\%$$

und für $d = 400$ cm

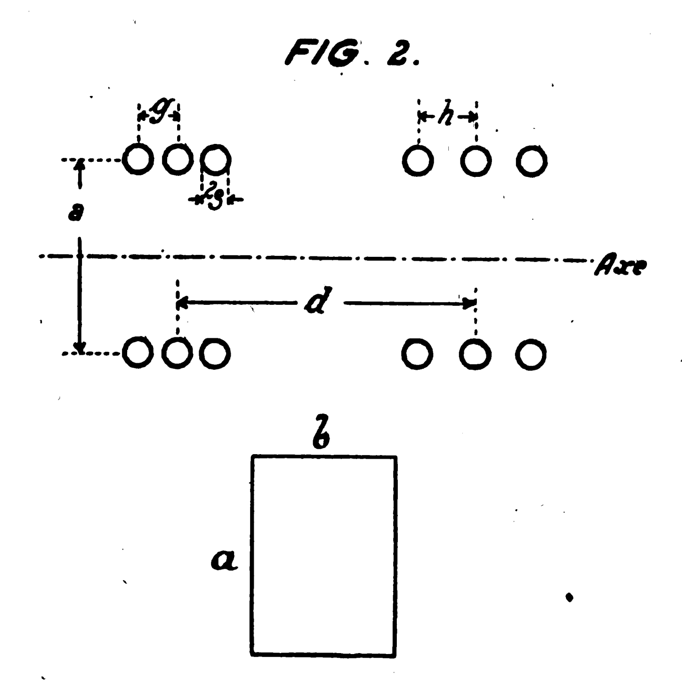
$$K = \frac{\sqrt{25}}{8} \frac{0{,}112}{\sqrt{23{,}827 \cdot 47{,}01}} = 0{,}21\,\%.$$

B. Einlagige Spulen mit nebeneinander in parallelen Ebenen liegenden Windungen und rechteckigem Windungsquerschnitt.

Der Windungsquerschnitt der Spulen war bisher als quadratisch vorausgesetzt worden, weil diese Spulenform fast ausnahmslos als Rahmenantenne praktisch benutzt wird.

Der größeren Allgemeinheit wegen sollen im folgenden noch einige Fälle behandelt werden, wo wir es mit einem rechteckigen Windungs-

querschnitt zu tun haben, dessen Seitenlängen a und b sind: Die Windungszahlen der beiden Spulen seien n und m, ihre Ganghöhen g und h, ihr gegenseitiger Abstand d (Fig. 2).



Nach Ausführung der Rechnung, die übrigens in ganz ähnlicher Weise vor sich geht wie vorhin, erhalten wir für den gegenseitigen Induktionskoeffizienten zweier gleichgroßer Rechtecke mit den Seitenlängen a und b im Abstand d voneinander den Ausdruck

$$M = 4(a+b)\left\{\begin{array}{l} \left(l n \cdot \frac{a b}{d} + r\right) m \cdot n + s \frac{d}{a} m \cdot n + t \frac{d^2}{a b} m \cdot n \\ + t \frac{g^2}{a b} \frac{m n (n^2 - 1)}{12} + t \frac{h^2}{a b} \frac{m n (m^2 - 1)}{12} \\ + \frac{g^2}{24 d^2} m n (n^2 - 1) + \frac{h^2}{24 d^2} m n (m^2 - 1) \end{array}\right\}$$

Hierin haben die Koeffizienten r, s und t die folgenden in einer früheren Arbeit mitgeteilten Bedeutungen

$$r = ln\,2 - 2 + \frac{2\sqrt{a^2+b^2}}{a+b} - \frac{a}{a+b}\,ln\,(a + \sqrt{a^2+b^2})$$
$$- \frac{b}{a+b}\,ln\,(b + \sqrt{a^2+b^2})$$

$$s = \frac{2}{1 + \frac{b}{a}}$$

$$t = -\frac{3}{4} + \frac{a^2 - a\,b + b^2}{2\,a\,b} - \frac{a\,b}{2\,(a+b)\sqrt{a^2+b^2}}\left(\frac{a}{a + \sqrt{a^2+b^2}} + \frac{b}{b + \sqrt{a^2+b^2}} - 2\right)$$

Spezielle Fälle.

a) $g \gtreqless h$; $m = 1$; n beliebig.

Der obige Ausdruck geht hier über in den folgenden

$$M = 4\,(a+b)\left\{\begin{array}{l}\left(ln\,\frac{a\,b}{d} + r\right) n + s\,\frac{d}{a}\,n + t\,\frac{d^2}{a\,b}\,n \\ + t\,\frac{g^2}{a\,b}\,\frac{n\,(n^2-1)}{12} + \frac{g^2}{24\,d^2}\,n\,(n^2-1)\end{array}\right\}$$

b) $g \gtreqless h$; $m = n$.

Haben die beiden Spulen die gleiche Windungszahl, so wird

$$M = 4\,(a+b)\left\{\begin{array}{l}\left(ln\,\frac{a\,b}{d} + r\right) n^2 + s\,\frac{d}{a}\,n^2 + t\,\frac{d^2}{a\,b}\,n^2 \\ + t\,\frac{g^2+h^2}{a\,b}\,\frac{n^2(n^2-1)}{12} + \frac{g^2+h^2}{24\,d^2}\,n^2(n^2-1)\end{array}\right\}$$

c) $g = h$; $m \gtreqless n$.

Setzt man $g = h$, d. h. die Ganghöhen der beiden Spulen sind einander gleich, so geht unsere allgemeine Formel über in die folgende

$$M = 4\,(a+b)\left\{\begin{array}{l}\left(ln\,\frac{a\,b}{d} + r\right) m \cdot n + s\,\frac{d}{a}\,m \cdot n + t\,\frac{d^2}{a\,b}\,m \cdot n \\ + t\,\frac{g^2}{a\,b}\,m\,n\,(m^2 + n^2 - 2) + \frac{g^2}{24\,d^2}\,m\,n\,(m^2 + n^2 - 2)\end{array}\right\}$$

d) $g = h$; $m = n$.

Haben die Spulen gleiche Ganghöhen und Windungszahlen, so läßt sich der gegenseitige Induktionskoeffizient schreiben in der Form

$$M = 4(a+b)\left\{\begin{array}{l}\left(l n \frac{a b}{d} + r\right) n^2 + s) \frac{d}{a} n^2 + t \frac{d^2}{a b} n^2 \\ + t \frac{g^2}{a b} \frac{n^2(n^2-1)}{6} + \frac{g^3}{12 d^2} n^2(n^2-1)\end{array}\right\}$$

Setzt man in den vorhergehenden Formeln $a = b$, so erhält man die im ersten Teil bereits aufgeführten Ausdrücke. (Formeln c, d, e, l und m.)

Zusammenfassung.

Es werden Formeln angegeben für die Berechnung des gegenseitigen Induktionskoeffizienten zweier Spulen mit quadratischen Windungsquerschnitten (Rahmenantennen), deren Seitenlängen und Ganghöhen gleich oder verschieden groß sein können.

Solange die Größen

$$\frac{\text{Abstand}}{\text{Seitenlänge}} \quad \text{und} \quad \frac{\text{Differenz der Seitenlängen}}{\text{Seitenlänge}}$$

kleiner sind als 0,25 gelten die Formeln streng. Für praktische Zwecke werden Näherungsformeln angegeben, nach denen unter Zuhilfenahme von Kurven und Tabellen der gegenseitige Induktionskoeffizient auf sehr bequeme Weise berechnet werden kann. Unter Benutzung bereits früher mitgeteilter Tabellen und Kurven für den Selbstinduktionskoeffizienten von Spulen mit quadratischem Windungsquerschnitt läßt sich in gleich einfacher Weise auch der Kopplungskoeffizient zweier Spulen ausrechnen.

Am Schluß wird dann noch der gegenseitige Induktionskoeffizient zweier Spulen behandelt, deren Windungsquerschnitte Rechtecke mit den Seitenlängen a und b sind.

Über störungsfreien Gleichstromempfang mit dem Schwingaudion.

Von **H. G. Möller.**

Einleitung.

Unter einem „Schwingaudion“ soll die in Fig. 1 abgebildete Empfangsapparatur verstanden werden. In Deutschland ist für sie wohl auch der Name „rückgekoppeltes Audion“, in Amerika „Ultraaudion“ gebräuchlich. Kennzeichnend für das Audion ist der Widerstand R_g und der Überbrückungskondensator $C_ü$ im Gitterkreis. Zum Schwingaudion wird ein Audion durch Einbau einer Rückkopplungsspule in

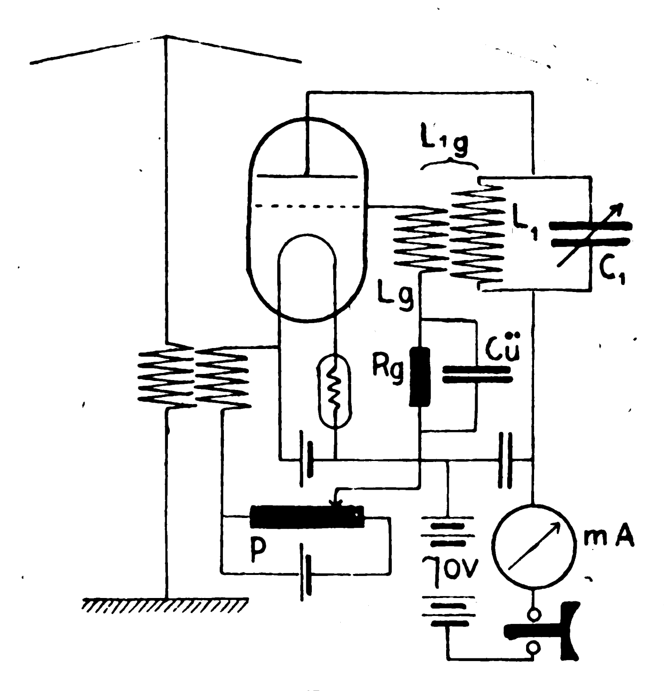


Fig. 1.

den Gitterkreis. L_g sei die Induktivität dieser Spule, L_{1g} die Gegeninduktivität zwischen Gitterkreis und Arbeitskreis (L_1, C_1). L_{1g} soll

1) Die Bezeichnungen sind die meines Buches: „Elektronenröhren usw.“ erschienen bei Fr. Vieweg, Braunschweig.

als „Rückkopplungsfestigkeit“ oder kurz als „Rückkopplung“ bezeichnet werden.

Bisher waren für das Schwingaudion zwei Betriebsarten bekannt:

Will man ungedämpfte Wellen empfangen, so stellt man die Rückkopplung L_{1g} fest ein. In dem Schwingaudion treten dann, unabhängig von der von der Antenne aufgenommenen Welle, wie in einem gewöhnlichen Röhrensender Schwingungen auf. Diese „Lokalschwingungen“ werden dann im Gitterkreis der „Fernerregung“ überlagert. Die entstehenden Schwebungen werden von der Röhre gleichgerichtet und bei geeigneter Abstimmung der Lokalschwingungen im Telephon als Ton hörbar. Bei fester Rückkopplung wirkt somit das Schwingaudion als kombinierter Überlagerer und Detektor.

Wünscht man gedämpfte Wellen zu empfangen, so stimmt man den Schwingungskreis des Audions (L_1, C_1) genau auf die zu empfangende Welle ab und lockert die Rückkopplung, bis eben die „Lokalschwingungen“ aussetzen. Die Schwingungen im Audion werden dann erst durch die Fernerregung hervorgerufen. Die Fernerregung $\delta \mathfrak{E}_g$ wird aber durch die Wechselspannung $\mathfrak{E}_g'$ unterstützt, die vom Strom im Schwingungskreis in der Rückkopplungsspule induziert wird. Hierdurch wird eine Verstärkung der Fernerregung hervorgerufen; diese kann sehr hoch sein, wenn man die Festigkeit der Rückkopplung so weit steigert, daß die Lokalschwingungen eben gerade noch nicht einsetzen. — Das Schwingaudion wirkt in dieser zweiten Einstellung als Hochfrequenzverstärker und Detektor.

Für die Gleichrichter oder Detektorwirkung der Röhre ist in beiden Fällen der hohe Gitterwiderstand R_g von 100000 bis 1000000 Ohm wesentlich, der durch einen Kondensator $C_ü$ von etwa 1000 cm Kapazität überbrückt wird, um die Hochfrequenzgitterladeströme durchzulassen. Seine Wirkungsweise übersieht man am besten in dem Grenzfall $R_g = \infty$. Sowie die Gitterspannung[1]) positiv wird, fließt ein Elektronenstrom an das Gitter. Dieser ruft im Gitterwiderstand einen Spannungsabfall hervor, der das Gitterpotential herabdrückt. Ist der Gitterwiderstand sehr groß, so genügt bereits der kleinste Gitterstrom, um einen beliebig hohen Spannungsabfall hervorzurufen. Die Gitterspannung sinkt gerade so weit, daß der Gitterstrom dauernd Null bleibt. Liegt am Gitter speziell eine Wechselspannung, so gleicht

1) Unter „Gitterspannung“ sei die Spannung zwischen dem Gitter und dem negativen Ende des Glühfadens verstanden. Alle Potentialangaben seien weiterhin auf das Potential des negativen Glühfadenendes als Nullpunkt bezogen.

der Gitterstrom einem zerhakten Gleichstrom. Dieser verschwindet erst, wenn die Gitterspannung dauernd unter Null bleibt. Deshalb verschiebt sich das mittlere Gitterpotential oder die „Gittervorspannung“ E_g um die Amplitude $\mathfrak{E}_g$ der Gitterwechselspannung nach negativen Werten hin. Dadurch sinkt auch der mittlere Anodenstrom $\bar{i}_a$; und zwar um den Betrag $S_A E_g$, wenn S_A die Steilheit der Arbeitskurve[1]) ist. — Die geschilderte Veränderung des mittleren Anodenstromes $\bar{i}_a$ in Abhängigkeit von der Amplitude der Audionschwingung sei mit „Audiongleichrichtung“ bezeichnet.

Grundversuch. Qualitative Vorstellung über den Gleichstromempfang und experimentelle Prüfung dieser Vorstellung.

Bei Versuchen, die Empfindlichkeit des Schwingaudions durch geeignete Wahl der Rückkopplung und der Schwebungstonhöhe zu verbessern, wurde folgendes merkwürdige Verhalten beobachtet, das ich als „Grundversuch“ bezeichnen möchte, da dieser Versuch mich überhaupt erst auf die Möglichkeit eines Gleichstromempfanges mit dem fest rückgekoppelten Schwingaudion hinführte:

Wenn man bei nicht allzu fester Rückkopplung den Arbeitskreis des Schwingaudions immer feiner auf die Sendewelle abstimmt, so gelangt man zunächst zu immer tieferen Schwebungstönen, von einer bestimmten Tonhöhe ab setzen aber die Schwebungen aus. Jenseits der genauen Abstimmung setzt der Schwebungston mit der gleichen Höhe, mit der er aussetzte, wieder ein. Der Frequenzbereich, in dem der Ton aussetzt, wird umso breiter, je loser die Rückkopplung und je stärker die Fernerregung gewählt wird.

Zur Erklärung dieser merkwürdigen Erscheinung drängte sich zunächst die Vermutung auf, die Lokalschwingungen des Audions setzten bei genauer Abstimmung aus, so wie das bisweilen bei einem Zwischenkreisaudion bei genauer Abstimmung der Antenne beobachtet wird. Daß diese Vermutung der Wirklichkeit jedoch nicht entspricht, zeigt folgende Beobachtung: Schaltet man in den Anodenkreis des Schwingaudions ein Gleichstrominstrument (mA Fig. 1), so geht dessen Ausschlag zurück, so bald Schwingungen einsetzen. Die Gitterspannung sinkt ja, wie oben erläutert, um den Betrag der Gitterwechselspan-

1) Über die Begriffe: Kennlinie und Arbeitskurve siehe: H. G. **Möller**, Die Elektronenröhren, Sammlung Vieweg, Heft 49, Seite 26. Dieses Heft sei weiterhin kurz als „Elektronenröhren“ bezeichnet. S_A ist die Steilheit der Arbeitskurve berechnet für den Widerstand des Telephons, nicht des Schwingungskreises.

nungsamplitude $\mathfrak{E}_g$ und mit ihr der mittlere Anodenstrom um den Betrag

$$\delta \bar{i}_a = S_A \mathfrak{E}_g \tag{1}$$

Die Beobachtung eines in den Anodenstromkreis eingeschalteten Gleichstrominstrumentes ist also ein einfaches Mittel, um zu kontrollieren, ob der Arbeitskreis des Audions elektrische Schwingungen führt.

Würden nun zugleich mit dem Schwebungston die Schwingungen aussetzen, so müßte der mittlere Anodenstrom ansteigen, während das Telephon schweigt. Das Gegenteil ist der Fall: der mittlere Anodenstrom sinkt, ein Zeichen dafür, daß die Audionschwingungen nicht aussetzen, sondern gerade besonders stark sind, wenn die Schwebungen verschwinden.

Eine zweite Erklärungsmöglichkeit ist folgende: Die Schwebungen setzen aus, weil Audion und Senderschwingungen kohärent werden. Die Frequenz der Audionschwingung wird nicht mehr von der Abstimmung des Schwingaudions, sondern lediglich vom Sender bestimmt. Die Senderschwingung nimmt die Audionschwingung mit. Die Verstimmung zwischen Audion und Sender hat nur noch einen Einfluß auf die Phasenverschiebung β zwischen beiden Schwingungen. Da die Audionschwingung von der Senderschwingung verstärkt wird, wie der Versuch zeigt, so ist es wahrscheinlich, daß β von -90^0 über 0 nach $+90^0$ schwankt. Die Phasenverschiebung wird Null, wenn der Sender und das Audion exakt abgestimmt sind.

Experimentelle Prüfung der Annahme kohärenter Schwingungen.

Der Grundgedanke der zweiten Vermutung, nämlich, daß die Audionschwingung in einem schmalen Bereiche ober- und unterhalb der genauen Resonanzabstimmung „mitgenommen" wird, konnte durch folgenden Versuch direkt experimentell bestätigt werden:

Das Audion wurde von den Wellen zweier Sender getroffen. Man hörte, wie zu erwarten, einen Doppelton. Die Abstimmungen des Audions und eines der Sender, der „Hilfssender" heißen soll, blieben bestehen, während die Abstimmung des anderen Senders, des „Hauptsenders" geändert wurde. Der vom Hilfssender herrührende Ton, der „Hilfston" behielt seine Höhe bei, während der Hauptton mit zunehmender Genauigkeit der Einstimmung des Hauptsenders auf das Schwingaudion immer tiefer wurde. Der Ausschlag des Anodenamperemeters änderte sich zunächst nicht. Nachdem eine bestimmte Feinheit der Abstimmung erreicht war, verschwand der Doppelton. Es blieb

nur noch der hohe Hilfston übrig. Seine Höhe aber änderte sich, ein Zeichen dafür, daß sich die Frequenz der Audionschwingung geändert hatte. Gleichzeitig begann der Ausschlag des Audionmilliamperemeters zu fallen. War die Abstimmung zwischen Audion und Hauptsender

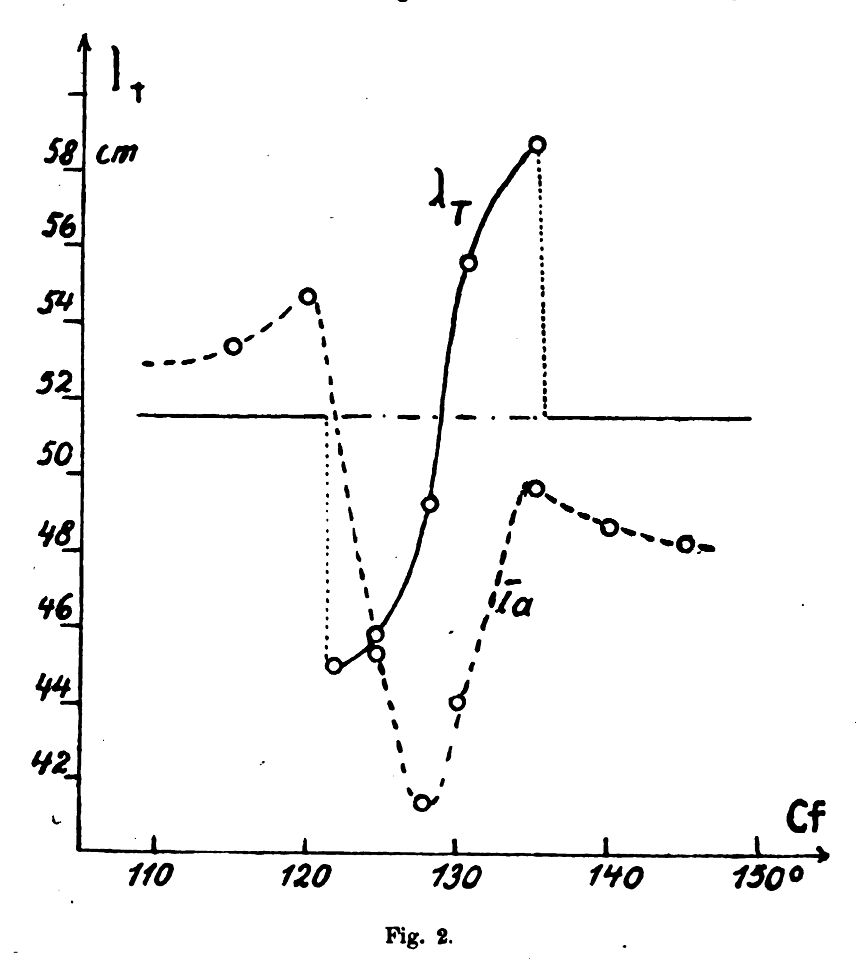


Fig. 2.

eine vollständige, so war die Höhe des Hilfstones wieder die ursprüngliche geworden. Der mittlere Anodenstrom erreichte sein Minimum. Änderte man die Stellung des Feinkondensators am Hauptsender weiter, so veränderte auch der Hilfston seine Höhe im gleichen Sinne weiter. Dabei stieg $\bar{i}_a$ wieder.

Schließlich trat der tiefe Hauptton wieder neben dem hohen Hilfston auf. Der Zeiger des Anodenamperemeters hatte seine alte Stellung eingenommen. Audion und Hauptsender waren aus dem Tritt gefallen.

Die Ergebnisse des beschriebenen Versuches sind in Fig. 2 dargestellt. Als Abszisse ist die Wellenlänge des Hauptsenders, charakterisiert durch die Grade des Feinabstimmkondensators C_f, als Ordinaten die Länge λ_T einer Monochordsaite aufgetragen, deren Ton dem Hilfston glich. Die strichpunktierte Gerade gibt die Höhe des Hilfstones an, für den Fall, daß der Hauptsender ausgeschaltet ist. Zum Vergleich ist noch der mittlere Anodenstrom als gestrichelte Kurve eingetragen worden. Er hat sein Minimum an der Stelle, an der die Höhe des Hilfstones der ursprünglichen gleicht und an der Lokal- und Fernerregung phasengleich sind und sich voll unterstützen.

Die in Fig. 2 dargestellte Veränderung der Hilfstonhöhe mit der Abstimmung des Hauptsenders zeigt direkt, daß die Audionschwingung vom Hauptsender „mitgenommen“ wird. Die Richtigkeit der Anschauung, daß Audion- und Senderschwingung kohärent sind, wenn die Schwebungen aussetzen, dürfte hiermit als erwiesen gelten.

Wir sind somit zu einer neuen Art des Schwingaudionempfanges gelangt, zu einem „Gleichstromempfang innerhalb des Mitnahmebereiches“. Er ist wohl zu unterscheiden von dem in der Einleitung geschilderten Gleichstromempfang, der mit einem Schwingaudion möglich ist, wenn man die Rückkopplung so weit lockert, daß die Lokalschwingungen aussetzen.

Störfreiheit des neuen Gleichstromempfanges.

Der im vorigen Abschnitt geschilderte Versuch ergab ein zweites, technisch sehr wertvolles Resultat. Der Ausschlag des Anodenamperemeters war völlig unabhängig von der Tätigkeit des Hilfssenders. Selbst wenn der Hilfssender stärker als der Hauptsender auf das Audion wirkte, veränderte sich $\bar{i}_a$ beim Ein- und Ausschalten des Hilfssenders nicht. Der Gleichstromempfang innerhalb des Mitnahmebereiches wird von einem zweiten ungedämpften Sender nicht gestört. Die gleiche Unempfindlichkeit zeigte die neue Empfangsmethode gegen gedämpfte Sender, deren Tätigkeit auf den Ausschlag des Anodenamperemeters einflußlos blieb, auch wenn sie genau auf die Audionschwingung abgestimmt waren.

Diese Störfreiheit erklärt sich folgendermaßen:

Wenn das Audion von einer gedämpften oder ungedämpften Welle getroffen wird, — letztere soll außerhalb des Mitnahmebereiches liegen — so schwanken $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{E}_g$ und mit ihnen die Gittervorspannung E_g und der mittlere Anodenstrom $\bar{i}_a$ im Takte der Schwebungen, während vor dem Auftreffen der Fernerregung $\delta\mathfrak{E}_g$ der mittlere Anodenstrom einen konstanten Wert hatte, den wir als „Ruhestrom $\bar{i}_{a_0}$“ bezeichnen wollen. Falls nun der mittlere Anodenstrom beim Eintreffen der Fernerregung um gleich große Beträge über und unter den Ruhestrom schwankt, so ist der Mittelwert $\bar{\bar{i}}_a$ des mittleren Anodenstromes $\bar{i}_a$ dem Ruhestrom $\bar{i}_{a_0}$ gleich.[1]) Ein in den Anodenkreis eingeschaltetes Amperemeter, das den tonfrequenten Schwankungen des mittleren Anodenstromes nicht zu folgen vermag, zeigt den Empfang des Störsenders nicht an. Schwankt $\bar{i}_a$ aber um ungleiche Beträge über und unter den Ruhewert $\bar{i}_{a_0}$, so verändert sich der Ausschlag des Anodenamperemeters, wenn der Störer sendet. Der Empfang ist dann nicht störungsfrei.

Bedingung der Störfreiheit:

$$\bar{\bar{i}}_a = \bar{i}_{a_0} \tag{2}$$

Um die Störfreiheit des Empfanges zu erzielen, muß die Ruhegitterspannungsamplitude mindestens ebenso groß sein, wie die Veränderung $\Delta\mathfrak{E}_g$[2]) der Gitterspannungsamplitude, die durch die Fernerregung $\delta\mathfrak{E}_g$ hervorgerufen wird. Der störungsfreie Empfang ist also nur möglich, wenn man die Rückkopplung nicht zu lose wählt. Lockert man vollends die Rückkopplung so weit, daß die Ruheschwingung erlischt, so erhält man zwar auch einen Gleichstromempfang, wie in der Einleitung geschildert. Dieser ist aber nicht störungsfrei. Die Störbefreiung gelingt nur bei fester Rückkopplung mit Hilfe des neuen Gleichstromempfanges innerhalb des Mitnahmebereiches.

Ausbau der Theorie.

Nachdem nunmehr die Richtigkeit der vorgetragenen Anschauungen des neuen Gleichstromempfanges wahrscheinlich geworden und seine technische Verwendbarkeit zur Störbefreiung beschrieben ist, soll die Theorie weiter ausgebaut und einige Folgerungen aus der Theorie experimentell geprüft werden.

1) Es sind zwei zeitliche Mittelwerte des Anodenstromes zu unterscheiden: $\bar{i}_a$ ist das Mittel während einer Hochfrequenzschwingung, $\bar{\bar{i}}_a$ während einer Schwebung von Tonfrequenz.

2) Über die Unterschiede zwischen $\mathfrak{E}_g$, $\Delta\mathfrak{E}_g$ und $\delta\mathfrak{E}_g$ vergleiche: Elektronenröhren, Abschnitt IV: Das Audion.

Aufgabe der Theorie ist, zunächst die Stärke der Fernerregung $\delta \mathfrak{E}_g$, die Phasenverschiebung β zwischen $\delta \mathfrak{E}_g$ und dem lokalerregten Teil $\mathfrak{E}_g'$ der Gitterspannung, die Verstimmung $\delta \omega$ zwischen Sender und Empfänger, speziell die größte zulässige Verstimmung $\delta \omega_0$ oder den „Mitnahmebereich", die Größe der Schwankungen des mittleren Anodenstromes und die elektrischen Daten der Schwingungskreise und der Röhre in Verbindung zu bringen. Dann soll die Theorie speziell über die Empfindlichkeit des Empfanges $\delta \bar{i}_a / \delta \mathfrak{E}_g$ und über die Bedingungen der Störfreiheit Auskunft geben. Zu letzterem Zwecke werden auch die sich an den Mitnahmebereich anschließenden Stücke der $\delta \bar{\bar{i}}_a$-$\delta \omega$-Kurve untersucht werden müssen.

Als Grundlagen der Theorie stehen uns die Prinzipien der Amplituden und Phasenbilanz[1]) zur Verfügung.

Ersteres dient zur Bestimmung der Amplitude. Es lautet: Der Anodenstrom ruft den Strom im Arbeitskreis hervor, dieser induziert in der Rückkopplungsspule die Gitterspannung und diese wieder steuert in der Röhre den Anodenstrom. Ist der ursprüngliche Anodenstrom kleiner als der hervorgebrachte, so klingt die Schwingung an; ist der ursprüngliche Anodenstrom größer, so klingt sie ab. Sind ursprünglicher und hervorgebrachter Anodenstrom gleich groß, so hat sich ein stationärer Schwingungszustand eingestellt.

Das Prinzip der Phasenbilanz dient zur Bestimmung der Frequenz. Eilt der hervorgebrachte Anodenstrom dem ursprünglichen voraus, so wird die Schwingungsdauer verkürzt, resp. die Frequenz erhöht. Sind für eine Frequenz ursprünglicher und hervorgebrachter Anodenstrom phasengleich, so ist diese Frequenz stationär.

a) Konstruktion der Amplitude.

Zunächst soll aus der Amplitudenbilanz eine Konstruktion der Amplitude im Schwingkennliniendiagramm[2]) abgeleitet werden. Zu diesem Zwecke muß erst die Abhängigkeit der Gitterspannung von dem ursprünglichen Anodenstrom, dann die Abhängigkeit des hervorgerufenen Anodenstromes von der Gitterspannung ermittelt werden und dann, diesen Abhängigkeiten entsprechend, die Amplituden so bestimmt werden, daß ursprünglicher und erregter Anodenstrom gleich werden.

Die Gitterspannung $\mathfrak{E}_g$ setzt sich vektoriell aus der Fernerregung $\delta \mathfrak{E}_g$

1) Elektronenröhren Seite 79 u. 80.
2) Elektronenröhren Seite 58.

und der in der Rückkopplungsspule vom Strom $\mathfrak{J}_L$ in der Schwingungskreisspule induzierten Spannung $\mathfrak{E}_g'$ zusammen (vgl. Fig. 3). Die Phasenverschiebung zwischen $\delta\,\mathfrak{E}_g$ und $\mathfrak{E}_g'$ sei mit β bezeichnet.

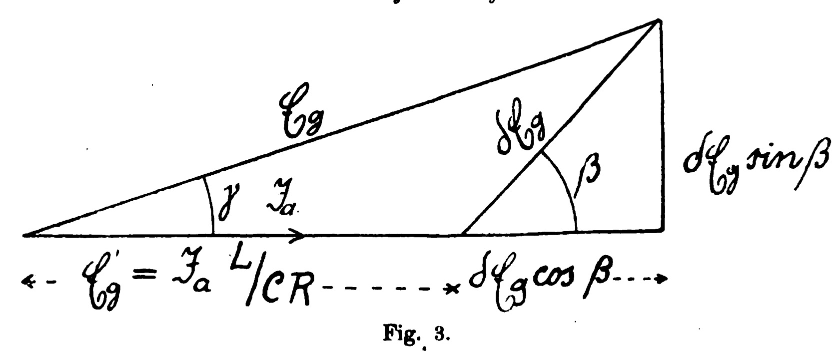


Fig. 3.

Da der Strom $\mathfrak{J}_L$ in der Schwingungskreisspule vom Anodenstrom $\mathfrak{J}_a$ abhängt, so läßt sich $\mathfrak{E}_g'$ zunächst durch $\mathfrak{J}_L$ und schließlich durch $\mathfrak{J}_a$ ausdrücken:

$$\mathfrak{E}_g' = j\,\omega\,L_{1g}\,\mathfrak{J}_L \tag{3}$$

$$\mathfrak{J}_L = \frac{\mathfrak{J}_a}{j\,\omega\,C_1\,R_1}\,\frac{1}{1 + j\,\dfrac{\delta\,\omega}{d}} \tag{4}$$

Formel 4 ist in üblicher Weise aus den Stromverzweigungsgleichungen

$$\mathfrak{J}_a = \mathfrak{J}_L + \mathfrak{J}_C; \qquad \mathfrak{E}_a = \mathfrak{J}_L(j\,\omega\,L_1 + R_1) = \frac{\mathfrak{J}_C}{j\,\omega\,C_1} \tag{5}$$

abgeleitet.[1]) Durch Einsetzen von 4 in 3 erhält man

1) Setzt man die 2. Gleichung (5) in die 1. Gleichung (5) ein, so erhält man

$$\mathfrak{J}_a = \mathfrak{E}_a\left(\frac{1}{j\,\omega\,L_1 + R_1} + j\,\omega\,C_1\right) \quad \text{oder} \quad \mathfrak{E}_a = \mathfrak{J}_a\,\frac{(j\,\omega\,L_1 + R_1)\dfrac{1}{j\,\omega\,C_1}}{j\,\omega\,L_1 + R_1 + j\,\omega\,C_1} \tag{10}$$

Vernachlässigt man R_1 neben $j\,\omega\,L_1$, und setzt man unter Rücksicht auf

$$\omega_0^2 = \frac{1}{L_1\,C_1}: \quad \omega + \omega_0 \approx 2\,\omega, \quad \omega - \omega_0 = \delta\,\omega \tag{11}$$

$$\left.\begin{aligned} j\,\omega\,L_1 + \frac{1}{j\,\omega\,C_1} &= j\,\omega\,L_1\left(1 - \frac{1}{\omega^2\,L_1\,C_1}\right) = j\,\omega\,L_1\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right) \\ &= j\,\omega\,L_1\,\frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega^2} = j\,L\,\frac{(\omega + \omega_0)(\omega - \omega_0)}{\omega} = 2\,j\,\delta\,\omega\,L_1 \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

in Gleichung (10) ein, so erhält man

$$\mathfrak{E}_g' = \frac{\mathfrak{J}_a L_{1g}}{C_1 R_1} \frac{1}{1 + j\frac{\delta\omega}{d}} \quad \text{und} \tag{6}$$

$$\mathfrak{E}_g = \frac{\mathfrak{J}_a L_{1g}}{C_1 R_1} \cdot \frac{1}{1 + j\frac{\delta\omega}{d}} + \delta\,\mathfrak{E}_g e^{j\beta}. \tag{7}$$

Dabei bedeutet:

$d = \frac{R_1}{2 L_1}$ die Dämpfung des Arbeitskreises,

$\delta\omega = \omega - \omega_0$ die Verstimmung des Senders gegen die Eigenfrequenz des Audions,

$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}$ die Eigenfrequenz des Audions,

β die Phasenverschiebung zwischen $\delta\,\mathfrak{E}_g$ und $\mathfrak{J}_a$,

ζ die Phasenverschiebung zwischen $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{E}_g'$.

$$-\zeta = \operatorname{arctg}\frac{\delta\omega}{d} \tag{8}$$

Als Amplitude soll der angenäherte Wert:

$$|\mathfrak{E}_g| = \frac{|\mathfrak{J}_a| L_{1g}}{C_1 R_1 \sqrt{1 + \frac{\delta\omega^2}{d^2}}} + \delta\,\mathfrak{E}_g \cos\beta \approx \frac{|\mathfrak{J}_a| L_{1g}}{C_1 R_1} + \delta\,\mathfrak{E}_g \cos\beta \tag{9}$$

benutzt werden. Dabei ist $|\delta\,\mathfrak{E}_g \sin\beta|^2$ neben dem Quadrate des Hauptgliedes, ζ neben β vernachlässigt. Im $\mathfrak{J}_a$—$\mathfrak{E}_g$-Diagramm wird Gleichung (9) durch die „Rückkopplungsgerade"[1]) dargestellt, die die $\mathfrak{E}_g$-Achse in der Entfernung $\delta\,\mathfrak{E}_g \cos\beta$ von Koordinatennullpunkt unter einem Winkel

$$\alpha = \operatorname{arccotg}\frac{L_{1g}}{C_1 R_1} \tag{15}$$

schneidet (vgl. Fig. 4).

$$\mathfrak{E}_a = \frac{\mathfrak{J}_a \frac{L_1}{C_1}}{R_1 + 2j\,\delta\,\omega\,L_1} = \mathfrak{J}_a \frac{L_1}{C_1 R_1} \frac{1}{1 + 2j\frac{\delta\,\omega\,L_1}{R_1}} = \mathfrak{J}_a \frac{L_1}{C_1 R_1} \frac{1}{1 + j\frac{\delta\,\omega}{d}} \tag{13}$$

Setzt man den Wert der Gleichung (13) für $\mathfrak{E}_a$ in der Formel für $\mathfrak{J}_L$

$$\mathfrak{J}_L = \frac{\mathfrak{E}_a}{j\,\omega\,L_1} \tag{14}$$

ein, so erhält man die Gleichung (4).

1) Vgl. Elektronenröhren Seite 85 u. 86.

Als zweites ist der Zusammenhang zwischen der Gitterspannung und dem von ihr in der Röhre gesteuerten Anodenstrom aufzustellen. Er wird durch die Schwingkennlinie charakterisiert. Für das Audion können die Schwingkennlinien nach demselben zeichnerischen Verfahren konstruiert werden, wie es auf S. 57 der „Elektronenröhren" beschrieben ist. Da aber die Audionschwingungen von kleiner Amplitude sind, und sich nur über den schwachgekrümmten mittleren Teil der Anodenkennlinie erstrecken, ist es müheloser, die Schwingkennlinien angenähert zu berechnen. Die Anodenkennlinie kann mit hinreichender Genauigkeit durch eine Potenzentwicklung dargestellt werden, die beim 3. Gliede abbricht. Die Gitterspannung soll von dem Werte an gezählt werden, über dem der Wendepunkt der Anodenkennlinie liegt. Dann fällt in der Reihenentwicklung für die Anodenkennlinie das quadratische Glied weg. Sie lautet:

$$i_a = J_a + S e_{st} - \frac{S_3}{2 \cdot 3} e_{st}^3 \tag{16}$$

Dabei ist S die Steilheit der Kennlinie.

$$S = \frac{\partial i_a}{\partial e_{st}}; \quad S_3 = \frac{\partial^3 i_a}{\partial e_{st}^3} \tag{17}$$

und e_{st} die Steuerspannung

$$e_{st} = e_g + D e_a \tag{18}$$

Da Anodenspannung und Gitterspannung zeitlich sinusförmig schwanken, so ist für e_{st} zu setzen:

$$e_{st} = E_g + \mathfrak{E}_g \cos \omega t + D E_a + D \mathfrak{E}_a \cos \omega t \tag{19}$$

Berücksichtigt man, daß $\mathfrak{E}_a$ der Spannungsabfall ist, den der Anodenstrom über dem Arbeitskreis mit dem scheinbar Ohmschen Widerstand

$$R_a = \frac{L}{CR} \tag{20}$$

hervorruft und daß sich die Gittervorspannung aus der Spannung E_{g0}' am Potentiometer und der Spannung am Silitwiderstand zusammensetzt, und letzterer, wie auf Seite 258 auseinandergesetzt, der Gitterspannungsamplitude $\mathfrak{E}_g$ gleicht, so erhält man

$$e_{st} = \mathfrak{E}_g (\cos \omega t - 1) + E_{g0}' - R_a D \mathfrak{J}_a \cos \omega t + E_a D \tag{21}$$

In der Formel (21) für e_{st} wollen wir nun angenähert für $\mathfrak{J}_a$ den Wert einsetzen, der sich ergibt, wenn man in Gleichung (16) e_{st}^3 vernachlässigt. Man erhält dann als ungenaueste Annäherung die lineare Beziehung:

$$i_a = J_a + S(\mathfrak{E}_g(\cos\omega t - 1) + E'_{g0}) - S R_a D \mathfrak{J}_a \cos\omega t + E_a D S \quad (22)$$

und für die Amplitude von i_a:

$$\mathfrak{J}_a = S\mathfrak{E}_g - S D R_a \mathfrak{J}_a; \qquad \mathfrak{J}_a = \frac{S\mathfrak{E}_g}{1 + R_a S D}$$

Das in Gleichung (21) eingesetzt ergibt

$$e_{st} = \mathfrak{E}_g(\cos\omega t - 1) + E'_{g0} - \frac{R_a D S \mathfrak{E}_g}{1 + R_a S D}\cos\omega t + D E_a$$

$$e_{st} = \mathfrak{E}_g(\alpha\cos\omega t - 1) + E_{g0} \quad (23)$$

wobei $E_{g0} = E_{g0}' + D E_a$ und $\alpha = \dfrac{1}{1 + R_a S D}$ ist.

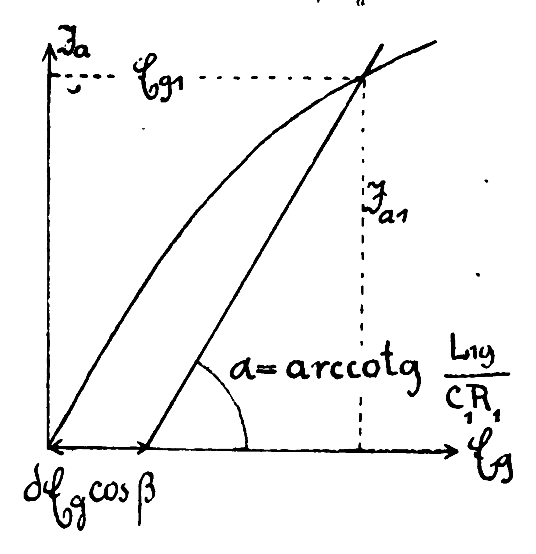


Fig. 4.

Setzt man Gleichung (23) in Gleichung (16) ein und schreibt man für $\cos^3\omega t$

$$\cos^3\omega t = \frac{\cos 3\omega t + 3\cos\omega t}{4} \quad (24)$$

so erhält man als die gesuchte genauere Annäherung folgende Amplitude der Grundschwingung des Anodenstromes, indem man in der Formel für i_a die konstanten und die $\cos 2\omega t$ und $\cos 3\omega t$ proportionalen Glieder streicht:

$$\mathfrak{J}_a = \mathfrak{E}_g \alpha \left(S - \frac{S_3}{2} E_{g0}^2\right) + S_3 \alpha E_{g0} \mathfrak{E}_g^2 - \frac{S_3}{8}\left(\alpha^3 + \frac{4}{3}\alpha\right)\mathfrak{E}_g^3 \quad (25)$$

Formel (25) ist die gesuchte Formel für die Schwingkennlinie. Um zahlenmäßig mit ihr rechnen zu können, müssen die Anodenkennlinien der Röhre (S, S_2, D), die Betriebsspannung E_a, das Gittervorpotential E_{g0}' ($E_{g0} = E_{g0}' + D\,E_a$) und der Widerstand $R_a = \frac{L_1}{C_1 R_1}$ des Arbeitskreises bekannt sein.

Die in Fig. 4 qualitativ eingezeichnete krumme Linie möge die für das betreffende Audion gültige Schwingkennlinie darstellen. —

Nunmehr können $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{E}_g$ so bestimmt werden, daß sie die Amplitudenbilanz erfüllen. Dieser Bedingung entsprechen die Amplituden $\mathfrak{J}_{a1}$ und $\mathfrak{E}_{g1}$ des Schnittpunktes zwischen Schwingkennlinie und und Rückkopplungsgeraden. Denn der ursprüngliche Anodenstrom $\mathfrak{J}_{a1}$ erregt gemeinsam mit der Fernerregung $\delta\,\mathfrak{E}_g \cos\beta$ die Gitterspannung $\mathfrak{E}_{g1}$ und diese wieder steuert, wie die Schwingkennlinie zeigt, einen Anodenstrom, der gerade dem ursprünglichen gleicht. $\mathfrak{J}_{a1}$ und $\mathfrak{E}_{g1}$ sind somit Amplituden einer möglichen stationären Schwingung.

b) Berechnung der Frequenz.

Nunmehr soll mit Hilfe des Prinzips der Phasenbilanz die Abweichung $\delta\,\omega$ der Frequenz ω von der Resonanzfrequenz ω_0 des Arbeitskreises berechnet werden.

Wir nehmen der Einfachheit halber unterspannten[1]) Betrieb an; dann hat der von der Gitterspannung in der Röhre gesteuerte Anodenstrom, unabhängig von der Phase der Anodenspannung, die gleiche Phase wie die Gitterspannung. Es muß sich dann, damit die Phasenbilanz erfüllt ist, die Frequenz ω des Audions so einstellen, daß auch die vom Anodenstrom über Arbeitskreis und Rückkopplung gemeinsam mit der Fernerregung hervorgebrachte gesamte Gitterspannung $\mathfrak{E}_g$ mit dem Anodenstrom in Phase liegt. Wir müssen also für eine beliebige Frequenz ω, resp. für eine beliebige Verstimmung $\delta\,\omega = \omega - \omega_0$ die Phasenverschiebung zwischen dem Anodenstrom und der von diesem Anodenstrom gemeinsam mit der Fernerregung $\delta\,\mathfrak{E}_g$ hervorgebrachten Gitterspannung berechnen, und $\delta\,\omega$ so bestimmen, daß die Phasenverschiebung Null wird. Zur Berechnung dieser Phasenverschiebung steht uns Gleichung (7) zur Verfügung. Wir bringen die komplexe Amplitude auf die Form

$$\mathfrak{E}_g = |\mathfrak{E}_g|\,e^{j\gamma}. \tag{26}$$

1) Vgl. Elektronenröhren Seite 77.

Für γ erhalten wir dann [1] [2]

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{\delta \mathfrak{E}_g \sin\beta - \dfrac{\mathfrak{J}_a L_{1g}\,\delta\omega}{C R d\left(1+\dfrac{\delta\omega^2}{d^2}\right)}}{\dfrac{\mathfrak{J}_a L_{1g}}{C R\left(1+\dfrac{\delta\omega^2}{d^2}\right)} + \delta \mathfrak{E}_g \cos\beta} \approx \frac{\delta \mathfrak{E}_g \sin\beta - \dfrac{\mathfrak{J}_a L_{1g}\,\delta\omega}{C R d}}{\dfrac{\mathfrak{J}_a L_{1g}}{C R} + \delta \mathfrak{E}_g \cos\beta} \tag{27}$$

Wenn die Phasenverschiebung Null sein soll, muß der Zähler von $\operatorname{tg}\gamma$ verschwinden, wir erhalten als Gleichung für $\delta\omega$:

$$\delta \mathfrak{E}_g \sin\beta - \frac{\mathfrak{J}_a L_{1g}}{C R d}\,\delta\omega = 0 \quad \text{oder} \tag{30}$$

$$\delta\omega = \frac{\delta \mathfrak{E}_g \sin\beta\, C R d}{\mathfrak{J}_a L_{1g}} \quad \text{oder} \tag{31}$$

$$\sin\beta = \frac{\delta\omega\, \mathfrak{J}_a L_{1g}}{\delta \mathfrak{E}_g\, C R d} \tag{32}$$

Die Gleichungen (31) und (32) geben den Zusammenhang zwischen der Phasenverschiebung β vom Anodenstrom gegen die Fernerregung und der Verstimmung $\delta\omega$ des Audions gegen den Sender an.

---

1) Zwischenrechnung.

$$|\mathfrak{E}_g|\, e^{j\gamma} = |\mathfrak{E}_g| \cos\gamma + j\,|\mathfrak{E}_g| \sin\gamma = A + jB; \quad \operatorname{tg}\gamma = \frac{B}{A} \tag{28}$$

Um $\operatorname{tg}\gamma$ zu finden, ist der Ausdruck Gleichung (7) für $\mathfrak{E}_g$ in reellen und imaginären Teil zu zerlegen.

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{E}_g = A + jB &= \frac{\mathfrak{J}_a L_{1g}\left(1 - j\dfrac{\delta\omega}{d}\right)}{C R\left(1+\dfrac{\delta\omega^2}{d^2}\right)} + \delta \mathfrak{E}_g \cos\beta + j\,\delta \mathfrak{E}_g \sin\beta \\ &= \left[\frac{\mathfrak{J}_a L_{1g}}{C R\left(1+\dfrac{\delta\omega^2}{d^2}\right)} + \delta \mathfrak{E}_g \cos\beta\right] + j\left[\delta \mathfrak{E}_g \sin\beta - \frac{\mathfrak{J}_a L_{1g}\dfrac{\delta\omega}{d}}{C R\left(1+\dfrac{\delta\omega^2}{d^2}\right)}\right] \end{aligned}\right\} \tag{29}$$

Setzt man in Gleichung (28) die Werte:

$$A = \frac{\mathfrak{J}_a L_{1g}}{C R\left(1+\dfrac{\delta\omega^2}{d^2}\right)} + \delta \mathfrak{E}_g \cos\beta; \quad B = \delta \mathfrak{E}_g \sin\beta - \frac{\mathfrak{J}_a L_{1g}\dfrac{\delta\omega}{d}}{C R\left(1+\dfrac{\delta\omega^2}{d^2}\right)}$$

so erhält man Formel (27).

2) Die Indices 1 neben C und R sind weiterhin weggelassen.

Wird die Verstimmung so weit vergrößert, daß

$$\frac{\delta\,\omega\,\mathfrak{J}_a\,L_{1g}}{\delta\,\mathfrak{E}_g\,C\,R\,d} > 1 \quad \text{oder} \quad \delta\,\omega > \delta\,\omega_0 = \frac{\delta\,\mathfrak{E}_g\,C\,R\,d}{\mathfrak{J}_a\,L_{1g}}, \tag{33}$$

so existiert kein Winkel β mehr, der die Gleichung befriedigt. Physikalisch bedeutet das: Die Annahme, daß die Senderschwingung die Audionschwingung mitnimmt, ist nicht mehr zulässig. Überschreitet $\delta\,\omega$ den Wert $\delta\,\omega_0$, so fallen Sender- und Audionschwingung aus dem Tritt. $\delta\omega_0$ ist die Breite des Mitnahmebereiches.

Da nunmehr $\mathfrak{J}_a$ und β in Abhängigkeit von $\delta\,\omega$ bekannt sind, kann schließlich noch $\delta\,\bar{i}_a$ als Funktion der Verstimmung berechnet werden: Zur Vereinfachung nehmen wir an, daß der Anodenstrom i_a im Takte der Hochfrequenzschwingung gleich weit über und unter den Wert J_a schwankt, den er für $\mathfrak{E}_g \cos\omega\,t = 0$ annimmt. $\bar{i}_a$ gleicht dann J_a.[1]) J_a selbst hängt von der Gittervorspannung E_g ab.

$$\delta\,\bar{i}_a = J_a - J_{a_0} = S_A\,E_g\,. \tag{34 a}$$

Dabei ist J_{a_0} der Anodenstrom bei erloschener Audionschwingung, S_A die Steilheit der Arbeitskure[2]) der Röhre beim Arbeiten auf das Telephon oder das Anodenamperemeter, während hiervor verschieden S_A' die Steilheit der Arbeitskurve beim Arbeiten der Röhren auf den Widerstand $R_a = L/C\,R$ ist, den der Arbeitskreis der Grundschwingung des Anodenstromes entgegensetzt.

Wie auf Seite 258 Zeile 4 auseinandergesetzt, ist $E_g = \mathfrak{E}_g$, die Amplitude $\mathfrak{E}_g$ aber proportional $\mathfrak{J}_a$, (vgl. Formel 7)[3])

$$E_g = \mathfrak{E}_g = \frac{L_{1g}}{C\,R}\,\mathfrak{J}_a + \delta\,\mathfrak{E}_g \cos\beta \approx \frac{L_{1g}}{C\,R}\,\mathfrak{J}_a \approx \frac{\mathfrak{J}_a}{S_A'}\,. \tag{34 b}$$

Durch Einsetzen von Gleichung (34 b) in die Gleichung (34 a) erhält man zur Berechnung der $\delta\,\bar{i}_a \cdot \delta\,\omega$-Kurve schließlich

$$\delta\,\bar{i}_a = \frac{S_A}{S_A'}\,\mathfrak{J}_a\,. \tag{35}$$

1) Bei Berücksichtigung der Kennlinienkrümmung würde zu dem in Gleichung (34 a) berechneten $\delta\,\bar{i}_a$ noch ein Gleichrichtereffekt treten, der leicht nach Gleichung (55) berechnet werden könnte.

2) Vgl. „Elektronenröhren" S. 27.

3) Daß bei loser Rückkoppelung $\frac{L_{1g}}{C\,R}$ nur wenig größer als $1/S_A'$ ist, wurde in den Elektronenröhren S. 88 abgeleitet.



Zahlenbeispiel.

Um qualitativ den Verlauf von $\delta \bar{i}_a$ in Abhängigkeit von der Verstimmung $\delta \omega$ zu übersehen, genügt es, die $\mathfrak{J}_a(\delta \omega)$-Kurve zu konstruieren, da nach Gleichung (34a und b) $\mathfrak{J}_a$ und $\delta \bar{i}_a$ angenähert proportional sind. Diese Konstruktion ist in Figur 5 durchgeführt.

Die Schwingkennlinie in Figur 5 ist nach Formel (25) berechnet. Um die geringe Krümmung der Schwingkennlinie klar hervortreten zu lassen, wurde der Maßstab der als Abszisse aufgetragenen Gitterspannung sehr groß gewählt und zugleich die Ordinaten nach links geneigt, da sonst die Figur zu lang gestreckt worden wäre. Die Neigung der Ordinate ist so bemessen, daß die Gerade

$$\mathfrak{J}_a = \alpha S \mathfrak{E}_g$$

senkrecht zu stehen kommt.

Dem Beispiel sind die Werte

$$\left.\begin{array}{c} S = 2 \cdot 10^{-4} \dfrac{A}{V}; \quad S_3 = 10^{-6} \dfrac{A}{V^3}; \quad E_{g_0} = 0; \quad R_a S D = 1. \\ \text{und } \delta \mathfrak{E}_g = \dfrac{1}{100} \text{ Volt} \end{array}\right\} \quad (36)$$

zu Grunde gelegt, die etwa für die Verhältnisse bei den späteren Messungen gelten.

Zunächst sind in Fig. 5 für verschiedene β-Werte ($\beta = 0^0$, 30^0, 60^0 etc.) die Fernerregungskomponenten $\delta \mathfrak{E}_g \cos \beta$ auf der Abszisse abgetragen, die Rückkopplungsgeraden gezogen, in Figur 5 die die $\mathfrak{J}_a$-Werte abgegriffen und in Figur 6 die $\mathfrak{J}_a$-Werte als Funktion von β zusammengestellt.

Um den Gang der Konstruktion bequemer verfolgen zu können, sind in den Fig. 5, 6 und 7 die zu gleichen β-Werten gehörenden Punkte mit gleichen Nummern (1—10) bezeichnet.

Dann sind nach Formel (31) die $\delta \omega$-Werte berechnet und in Fig. 7 β und $\mathfrak{J}_a$ resp. $- \delta \bar{i}_a = \delta \mathfrak{J}_a$ als Funktion von $\delta \omega$ aufgetragen. Zur Berechnung von $\delta \omega$ muß noch d bekannt sein. Die Dämpfung des Arbeitskreises einschließlich des Gitterkreises wurde für das durchgeführte Zahlenbeispiel zu 0,05 angenommen. Da bei den Versuchen die Wellenlänge ca. 1500 m, die Frequenz ν also $2 \cdot 10^5$ 1/sec. war, erhält d den Wert 10^4 1/sec.

Der Mitnehmebereich $\delta \omega_0$ berechnet sich dann, da

$$\frac{C R}{L_{1g}} \approx S_A = 10^{-4} \frac{A}{V}$$

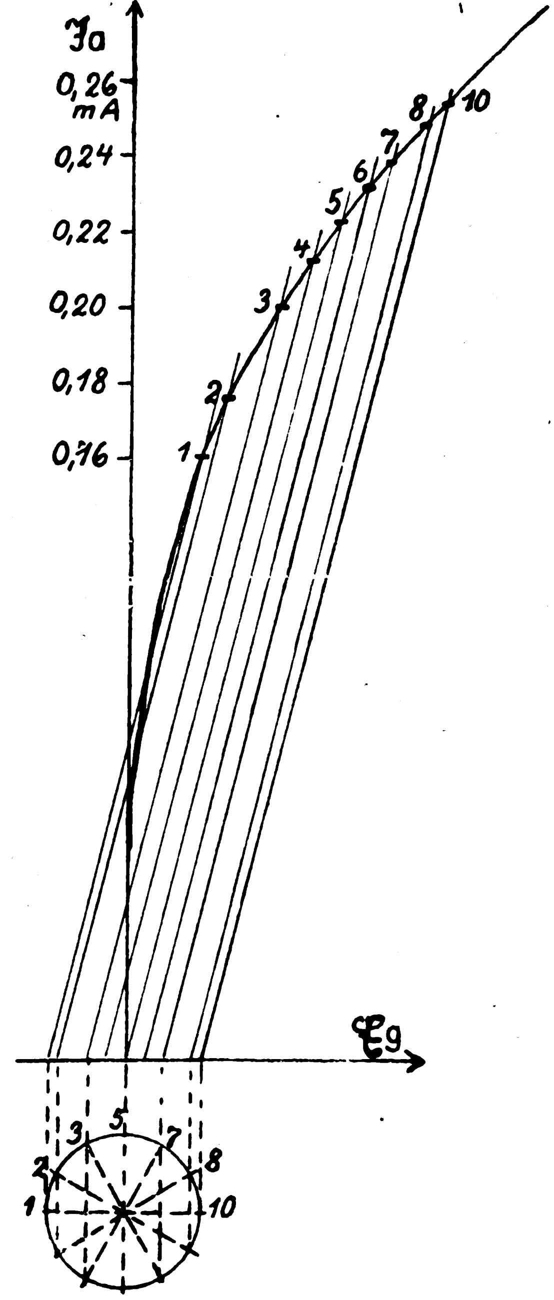


Fig. 5.

ist, zu

$$\delta\,\omega_0 = \frac{\delta\,\mathfrak{E}_g\,S_A\,d}{\mathfrak{J}_a} = \frac{0{,}01\cdot10^{-4}\cdot10^4}{0{,}2\cdot10^{-3}} \approx 50 \text{ Schwingungen pro sec.}$$

Experimentelle Prüfung der bisherigen Aussagen.

1. Die $\delta\,\bar{\imath}_a$ - $\delta\,\omega$ - Kurve.

Die am Ende des vorigen Abschnittes berechnete $\delta\,\bar{\imath}_a$-$\delta\,\omega$-Kurve kann leicht experimentell aufgenommen werden, eignet sich also besonders zum Vergleich zwischen Theorie und Experiment. Die Ausführung der Messungen war folgende:

In einer Entfernung von etwa 1 m vom Audion wurde ein Röhrensender (Pohlscher Überlagerer mit 2 kleinen Telefunken-Ver-

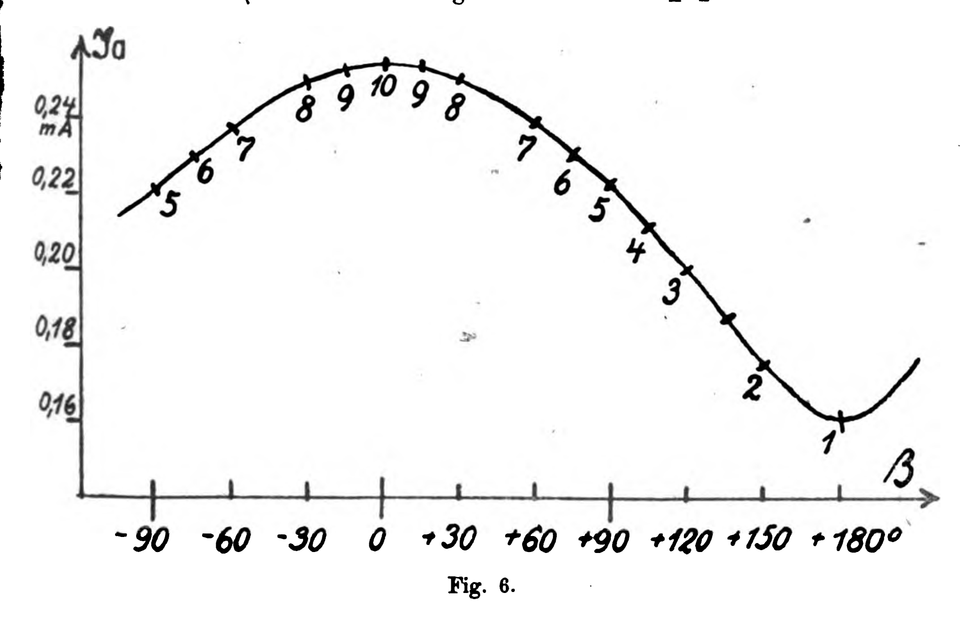


Fig. 6.

stärkerröhren) aufgestellt. Dieser lieferte die Fernerregung $\delta\,\mathfrak{E}_g$. Hierzu genügte die bei dieser Entfernung vorhandene Kopplung zwischen den Schwingungskreisspulen des Überlagerers und des Audions. Die Einstellung des Audions blieb erhalten. Bei einer Verstimmung des Audions würde sich auch die Steilheit der Rückkopplungsgeraden $\operatorname{arc\,cot} \frac{L_{1g}}{C\,R}$ verändert haben, was die Erscheinungen unnötig kompliziert hätte. Die Frequenz des Senders wurde mit einem Feinabstimm-

Howe, G. W. O., Rad. Rev. 1, 14, S. 710, 1920. The Capacity of Rectangular Plates and a Suggested Formula for the Capacity of Aerials.

Hund, August, Proc. Inst. Rad. Eng. 8, 5, S. 424, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 15, S. 772, 1920. A Discussion on « Electrical Oscillations in Antennas and Induction Coils », by John M. Miller.

Imhof, A., Schweizer. Elektrot. Verein II, S. 99, 1920. Ref. Sc. Abstr. 23 B, S. 335, 1920. Techn. Rev. 6, S. 724, 1920. The Use of Condensers in High-Voltage Measurements.

Jahn, O., Ztschr. f. d. phys. u. chem. Unterr. 33, 5, S. 186, 1920. Zur objektiven Darstellung der oszillatorischen Entladung.

Jones, J., Phil. Mag. 39, S. 553, 1920. Ref. Sc. Abstr. 23 A, S. 400, 1920. Rad. Rev. 1, 14, S. 717, 1920. Period and Decrement of an Oscillatory Circuit with a Short Circuited Secondary.

Keil, K., Ztschr. f. d. phys. u. chem. Unterr. 33, 5, S. 188, 1920. Versuch zum Nachweis des oszillatorischen Charakters der Entladung eines Kondensators.

Kitchin, E. W., Wireless World 8, S. 265, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 14, S. 731, 1920. A Wet Cotton Grid Leak and Intervalve Resistance.

Klopsteg, P. E., Phys. Rev. 15, S. 12, 1920. Ref. Sc. Abstr. 23 A, S. 313, 1920. Rad. Rev. 1, 14, S. 718, 1920. The Measurement of Very Short Time Intervals.

Kobold, Nature 105, S. 403, 1920. Astronomical Arrangements by Wireless Telegraphy.

Latour, Marius, El. World 76, 18, S. 870, 1920. Basic Theory of Electron Tube. Amplifiers II.

MacCallum, H., Rad. Rev. 1. 14, S. 685, 1920. Recent Commercial Developments in Wireless.

Mariott, Robert H., Proc. Inst. Rad. Eng. 8, 5, S. 345, 1920. An Electrical Signaling Method for Guiding Aerial and Marine Craft.

Maurer, P., L'Electricien 51, S. 278, 1920. The Design and Construction of Condensers for Radiotelegraphy.

Meissner, Walter, Ztschr. f. Phys. III, 2, S. 111, 1920. Über Hochfrequenztelephone.

Minohara, T., Proc. Inst. Rad. Eng. 8, 6, S. 493, 1920. Some Characteristics of the Frequency Doubler as applied to Radio Transmission.

Mühlbrett, K., Telegr. u. Fernspr. Techn. 9, 17/18, S. 179, 1920. Über Störungen an Verstärkern und die Mittel zu ihrer Beseitigung.

Nature, La, 48, S. 93, 1920. Wired Wireless Telegraphy.

— ebenda S. 156. Ref. Techn. Rev. 6, S. 549, 1920. Rad. Rev. 1, 14, S. 733, 1920. Aircraft Radio.

— ebenda S. 252. The Danger of Hertzian Waves.

Nature 105, S. 17, 1920. Wireless Telegraphy.

Oldenberg, O., Ztschr. f. d. phys. u. chem. Unterr. 33, 5, S. 161, 1920. Ein Schwingungsapparat nach H. Th. Simon für Vorlesung und Praktikum.

Pickard, Greenlaf W., Proc. Inst. Rad. Eng. 8, 5, S. 358, 1920. Static Elimination by Directional Reception.

van der Pol, Balth., Rad. Rev. 1, 14, S. 701, 1920. A Theory of the Amplitude of Free and Forced Triode Vibrations.

Poole, H. H., Phil. Mag. **40**, 240, S. 793, 1920. On the Use of Vector Methods in the Derivation of the Formulae used in Inductance and Capacity Measurements.

Press, A., Proc. Inst. Rad. Eng. 8, 5, S. 441, 1920. Ref. Rad. Rev. **1**, 15, S. 772, 1920. The Wave Length Reflation for Generalized Bessels Antenna.

— ebenda 6, S. 525. Theory of Antenna Radiation.

— Electrician 85, S. 177, 1920. Ref. Rad. Rev. **1**, 14. S. 717, 1920. The Significance of Maxwells Theory.

Rankine, A. O., El. Exp. 7, S. 1263, 1315, 1920. Talking over a Sunbeam.

Raymond-Barker, E., El. Rev. **86**, S. 293, 1920. Magnetic Storms as affecting Ocean Telegraph Cables.

Rosche, G., Électricien **51**, S. 277, 1920. The Use of Amplifiers for Locating Faults in Armoured Cables.

Rossi, A. G., Cim. (6) **17**, S. 19, 95, 1919. Un transformatore dinamico per correnti alternate.

Rothe, E., C. R. **170**, S. 1197, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 14, S. 736, 1920. An Anemometer employing Electric Oscillations.

Ryan, Francis M., J. R. Tolmie and **Roy O. Bach,** Proc. Inst. Rad. Eng. 8, 6, S. 451, 1920. Multiplex Radio Telegraphy and Telephony.

Ryan, Frederic C., ebenda S. 509. The Status of the Static Frequency Changer in Radio Engineering Practice.

Samson, R. A., Nature **105**, S. 268, 1920. Ref. Rad. Rev. **1**, 14, S. 738, 1920. Eiffel Tower Wireless Time Signals.

Schottky, W. und **C. A. Hartmann,** Ztschr. f. Phys. **2**, S. 206, 1920. Experimentelle Untersuchung des Schroteffektes in Glühkathodenröhren.

Science and Invention 8, S. 408, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 14, S. 740, 1920. The Magnavox.

Sc. Amer. 122, S. 417, 1920. Naval Observatory Time Signals.

— ebenda S. 601. Speaking on a Battleship to a Crowd in New York City.

— ebenda **123**, S. 129. Ref. Rad. Rev. **1**, 14, S. 725, 1920. Observations on Radio Transmission Phenomena.

Scott-Taggart, J., Electrician **85**, S. 62, 1920. Valve Amplifiers and Medical Science.

Secor, H. W., El. Exp. 7, S. 48, 1920. Hello, Mars.

Skaupy, F. and **H. Ewest,** Ztschr. f. techn. Phys. 1, 8, S. 167, 1920. Über eine neue Art von Widerständen hoher Ohmzahl.

Squier, G. O., El. World **76**, S. 137, 1920. Ref. Rad. Rev. **1**, 14, S. 728, 1920. Resonance Wave Coil.

Stead, G. and **B. S. Gossling,** Phil. Mag. **40**, 238, S. 413, 1920. On the Relative Ionization Potentials of Gases as observed in Thermonic Valves.

Stone, Ellery W., Proc. Inst. Rad. Eng. 8, 5, S. 431, 1920. Ref. Rad Rev. **1**, 15, S. 772, 1920. Further Discussion on «The Use of Ground Wires at Remote Control Stations» by A. Hoyt Taylor and A. Crossley.

Telegr. and Teleph. Age 38, S. 73, 1920. Insulating Materials.

— ebenda S. 272. Tropical Radiotelegraph Companys Stations and Equipment.

— ebenda S. 425. The First Wireless Telephone Exchange.

Telegr. and Teleph. Journ. 6, S. 164, 1920. Wireless in Warfare.

T. S. F. Moderne 1, S. 18, 1920. Meteorological Signals of the Eiffel Tower.
— ebenda S. 47. Ref. Rad. Rev. 1, 14, S. 738, 1920. The Meteorological Bulletin of the British Air Ministry.
— ebenda S. 56. Condensers and Resistances.
— ebenda S. 64. Ref. Rad. Rev. 1, 14, S. 730, 1920. A Large Swedish Radio Station.
Thiercelin, M., La Nature 48, (2) Suppl. S. 22, 1920. The Use of Electric Light Mains for the Reception of Wireless Signals.
Trewman, H. F., Electrician 85, 22, S. 622, 1920. A Proof of the Formula for Determining the Self-Induction of a Coil Using $\sqrt{-1}$ Function.
Wagner, K. W., Rad. Rev. 1, 14, S. 715, 1920. Multiplex Telephony and Telegraphy using High Frequency Currents (Wired Wireless).
Ztschr. f. Feinmech. 28, 23, S. 175, 1920. Kurvenschar Meßgeräte.
— ebenda 24, S. 183. Die Fabrikation von Hochvakuumröhren.
Zenneck, J., Proc. Inst. Rad. Eng. 8, 6, S. 468, 1920. A Contribution to the Theory of Magnetic Frequency Changers.

Kurze Mitteilungen.

Der unlängst zunächst versuchsweise eingerichtete funktelegraphische Verkehr Deutschland-England hat sich weiter günstig entwickelt. In der Zeit von 5—8 nachm., die vorläufig zur Verfügung stand, haben am 25. Februar mehr als 3000 Wörter übermittelt werden können. Vom 28. Februar ab fand für die Dauer der Londoner Konferenz ein erweiterter Funkverkehr während täglich 11 Stunden statt. Auf diese Weise wird es möglich sein, die vorhandenen Kabelverbindungen zu entlasten und im Falle von Störungen und Anhäufungen für die telegraphische Korrespondenz über einen zweiten Absatzweg zu verfügen.

Funkverkehr mit den Vereinigten Staaten von Amerika. Für den Funktelegrammaustausch zwischen Deutschland und den Vereinigten Staaten von Amerika, der infolge seiner Unabhängigkeit von fremdländischen Kabeln an sich schon schneller als der Abfluß auf dem Drahtwege vor sich geht, ist jetzt die Möglichkeit einer weiteren Beschleunigung gegeben. Für die aus Deutschland herrührenden nach New York (Stadt) gerichteten wie auch für die in umgekehrter Richtung zu befördernden Funktelegramme ist die dringende Beförderung zugelassen worden. Die Gebühr beträgt das Dreifache der gewöhnlichen Wortgebühr. Die bisherige Bestimmung, daß für Funktelegramme nach Amerika die dringende Beförderung auf der deutschen Teilstrecke bis zur Großfunkstelle Nauen verlangt werden kann, ist weggefallen. Funktelegramme zur dringenden Beförderung sowohl auf den deutschen als auch auf den amerikanischen Drahtverbindungen nach Argentinien, Chile, Brasilien, Peru und Uruguay bleiben weiterhin zugelassen.

Jahrbuch

Zeitschrift für

drahtlose Telegraphie und Telephonie

sowie für das Gesamtgebiet der Hochfrequenztechnik

Band 17. April 1921. Heft 4.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: *Prof. Dr. H. Faßbender Berlin-Lichterfelde, Enzianstrasse Nr. 1,* zu senden. **Manuskripte können jetzt wieder innerhalb kurzer Zeit zum Abdruck gelangen.** Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Abonnements und Inserate sind an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39* zu richten.

Über die gegenseitigen Induktionskoeffizienten häufig vorkommender Leiterformen.

IV. Einlagige Spulen mit quadratischem bzw. rechteckigem Windungsquerschnitt (Rahmenspulen).

Von **A. Esau.**

(Mitteilungen aus dem Laboratorium der Ges. für drahtl. Telegraphie [Telefunken] Berlin.)

Nachdem durch die Einführung der Braunschen Rahmenantenne in die drahtlose Technik, worüber ich an anderer Stelle[1]) ausführlich berichtet habe, Spulen mit quadratischem Windungsquerschnitt in Anwendung gekommen sind, erweist es sich als notwendig, ihre elektrischen Konstanten in Abhängigkeit von den Spulendimensionen berechnen zu können.

Für den Selbstinduktionskoeffizienten derartiger Spulen sind Formeln von mir in einer früheren Arbeit[2]) bereits abgeleitet worden.

In der vorliegenden Untersuchung soll nun näher eingegangen werden auf die Berechnung des gegenseitigen Induktionskoeffizienten von Spulen mit quadratischem bzw. rechteckigem Windungsquerschnitt und in parallelen Ebenen nebeneinander liegenden Windungen. Für die Festlegung der geringsten Entfernung, in der man zwei Rahmen voneinander aufstellen kann, ohne daß sie sich gegenseitig stören — eine in der Praxis häufig vorliegende Aufgabe — ist ausschlaggebend ihre Kopplung. Da in der bekannten Formel für den Kopplungskoeffizienten zweier Kreise der gegenseitige Induktionskoeffizient beider vorkommt, so beansprucht seine Berechnungsmöglichkeit auch in dieser Hinsicht erhöhtes Interesse.

A. Einlagige Spulen mit nebeneinander in parallelen Ebenen liegenden Windungen.

Es werden zwei Spulen mit quadratischem Windungsquerschnitt vorausgesetzt, deren Seitenlängen a und $a + 2c$ sind. Ihre Windungszahlen und Ganghöhen sollen mit n, m, g und h, ihr mittlerer gegenseitiger Abstand mit d bezeichnet werden (s. Fig. 1).

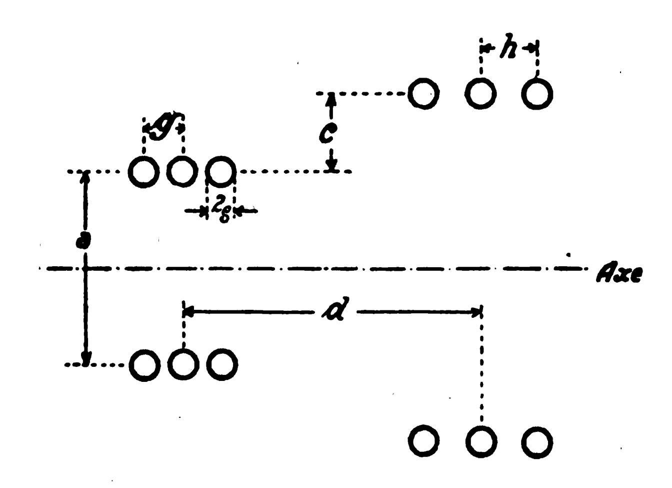
Wir denken uns die Spuleu in Einzelwindungen zerlegt und berechnen den gegenseitigen Induktionskoeffizienten je zweier von ihnen.

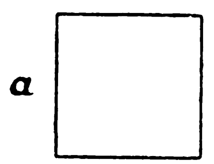
1) A Esau, Elektrotechnik u. Maschinenbau 1919.

2) A. Esau, Jahrbuch d. drahtl. Telegraphie 14, S. 271, 1919.

Ihre Summe ergibt dann den gegenseitigen Induktionskoeffizienten der Spulen.

Für den gegenseitigen Induktionskoeffizienten M zweier in parallelen Ebenen vom Abstand d gelegenen Quadrate mit den Seiten-





längen a und $a + 2c$ habe ich in einer früheren Arbeit[1]) unter der Voraussetzung, daß die Verhältnisse $\frac{c}{a}$ und $\frac{d}{a}$ den Wert 0,25 nicht wesentlich übersteigen, die folgende Formel abgeleitet

$$M = 8a \left\{ \begin{aligned} & ln \frac{a}{\sqrt{c^2 + d^2}} - 0{,}774 + \frac{c}{a}\left(ln \frac{a}{\sqrt{2c^2 + d^2} + c} + 0{,}226 \right) \\ & \qquad + \frac{\sqrt{2c^2 + d^2}}{a} + \frac{3}{4}\frac{c^2}{a^2} - 0{,}043\frac{d^2}{a^2} \end{aligned} \right\}$$

1) A. Esau, Annalen d. Physik 61, S. 410, 1920.

Wendet man diese Formel auf unsere Spulen an und addiert man die so erhaltenen gegenseitigen Induktionskoeffizienten, so erhält man für den Koeffizienten der gegenseitigen Induktion der beiden Spulen den Ausdruck

$$M = 8a \left\{ \begin{aligned} & \left(l n \frac{a}{\sqrt{c^2 + d^2}} - 0{,}774 \right) m \cdot n \\ & \qquad + \frac{c}{a} \left(l n \frac{a}{\sqrt{2c^2 + d^2} + c} + 0{,}226 \right) m \cdot n \\ & + \frac{3}{4} \frac{c^2}{a^2} m \cdot n - 0{,}043 \frac{d^2}{a^2} m \cdot n + \frac{\sqrt{2c^2 + d^2}}{a} m \cdot n \\ & - \frac{g^2}{24(c^2 + d^2)} \left(1 - 2 \frac{d^2}{c^2 + d^2} - \frac{c}{a} \frac{d^2}{c^2 + d^2} \right) m \cdot n (n^2 - 1) \\ & - \frac{h^2}{24(c^2 + d^2)} \left(1 - 2 \frac{d^2}{c^2 + d^2} - \frac{c}{a} \cdot \frac{d^2}{c^2 + d^2} \right) m \cdot n (m^2 - 1) \\ & + \frac{g^2}{24a(2c^2 + d^2)^{1/2}} \left(1 - \frac{2c}{(2c^2 + d^2)^{1/2}} \right. \\ & \qquad \left. - \frac{d^2}{2c^2 + d^2} \right) m n (n^2 - 1) + \frac{h^2}{24a(2c^2 + d^2)^{1/2}} \\ & \qquad \left(1 - \frac{2c}{(2c^2 + d^2)^{1/2}} - \frac{d^2}{2c^2 + d^2} \right) m \cdot n (m^2 - 1) \\ & - 0{,}0036 \frac{g^2}{a^2} m n (n^2 - 1) - 0{,}0036 \frac{h^2}{a^2} m n (m^2 - 1) \end{aligned} \right\}$$

In ähnlicher Weise, wie es schon bei Spulen mit kreisförmigem Windungsquerschnitt[1]) durchgeführt worden ist, sollen jetzt die in dieser allgemeinen Formel enthaltenen speziellen Fälle näher untersucht werden.

a) $g \gtrless h$; $c > 0$; $d > 0$; $m = 1$; n beliebig.

Die eine der beiden Spulen ist in einen Kreis ausgeartet und wir erhalten somit den gegenseitigen Induktionskoeffizienten zwischen einer Spule und einem einzigen Drahtkreis.

Es wird

1) A. Esau, Jahrbuch f. drahtl. Telegraphie 17, S. 83, 1921.



$$M = 8a\left\{\begin{array}{l}\left(l\,n\dfrac{a}{\sqrt{c^2+d^2}} - 0{,}774\right)n \\ \qquad + \dfrac{c}{a}\left(l\,n\dfrac{a}{\sqrt{2c^2+d^2}+c} + 0{,}226\right)n + \dfrac{3}{4}\dfrac{c^2}{a^2}n \\ - 0{,}043\dfrac{d^2}{a^2}n + \dfrac{\sqrt{2c^2+d^2}}{a}n - 0{,}0036\dfrac{g^2}{a^2}n(n^2-1) \\ - \dfrac{g^2}{24(c^2+d^2)}\left(1 - 2\dfrac{d^2}{c^2+d^2} - \dfrac{c}{a}\cdot\dfrac{d^2}{c^2+d^2}\right)n(n^2-1) \\ + \dfrac{g^2}{24a(2c^2+d^2)^{1/2}}\left(1 - \dfrac{2c}{(2c^2+d^2)^{1/2}} - \dfrac{d^2}{2c^2+d^2}\right)n(n^2-1)\end{array}\right\}.$$

b) $g \gtreqless h;\ c > 0;\ d > 0;\ m = n$.

Werden die Windungszahlen der beiden Spulen einander gleich, so geht unsere Ausgangsformel über in die folgende

$$M = \left\{\begin{array}{l}\left(l\,n\dfrac{a}{\sqrt{c^2+d^2}} - 0{,}774\right)n^2 \\ \qquad + \dfrac{c}{a}\left(l\,n\dfrac{a}{\sqrt{2c^2+d^2}+c} + 0{,}226\right)n^2 + \dfrac{3}{4}\dfrac{c^2}{a^2}n^2 \\ - 0{,}043\dfrac{d^2}{a^2}n^2 + \dfrac{\sqrt{2c^2+d^2}}{a}n^2 \\ - \dfrac{g^2+h^2}{24(c^2+d^2)}\left(1 - 2\dfrac{d^2}{c^2+d^2} - \dfrac{c}{a}\cdot\dfrac{d^2}{c^2+d^2}\right)n^2(n^2-1) \\ + \dfrac{g^2+h^2}{24a(2c^2+d^2)^{1/2}}\left(1 - \dfrac{2c}{(2c^2+d^2)^{1/2}} - \dfrac{d^2}{2c^2+d^2}\right)n^2(n^2-1) \\ - 0{,}0036\dfrac{g^2+h^2}{a^2}n^2(n^2-1)\end{array}\right\}$$

c) $g \gtreqless h;\ c = 0;\ d > 0;\ m \gtreqless n$.

Setzt man $c = 0$, so erhalten wir zwei Spulen von gleicher Seitenlänge im Abstand d voneinander. Ihr gegenseitiger Induktionskoeffizient wird

$$M = 8a \left\{ \begin{array}{l} \left(l n \frac{a}{d} - 0{,}774\right) m \cdot n + \frac{d}{a} m \cdot n - 0{,}043 \frac{d^2}{a^2} m \cdot n \\ - 0{,}0036 \frac{g^2}{a^2} m n (n^2 - 1) - 0{,}0036 \frac{h^2}{a^2} m n (m^2 - 1) \\ + \frac{g^2}{24 d^2} m n (n^2 - 1) + \frac{h^2}{24 d^2} m n (m^2 - 1) \end{array} \right\}$$

d) $g \gtreqless h$; $c = 0$; $d > 0$; $m = 1$; n beliebig.

Die allgemeine Formel ergibt für den vorliegenden Fall den Ausdruck

$$M = 8a \left\{ \begin{array}{l} \left(l n \frac{a}{d} - 0{,}774\right) n + \frac{d}{a} n - 0{,}043 \frac{d^2}{a^2} n \\ \qquad - 0{,}0036 \frac{g^2}{a^2} n (n^2 - 1) + \frac{g^2}{24 d^2} n (n^2 - 1) \end{array} \right\}$$

e) $g \gtreqless h$; $c = 0$; $d > 0$; $m = n$.

Zwei Spulen von gleicher Seitenlänge und Windungszahl haben einen gegenseitigen Induktionskoeffizienten, der sich berechnen läßt nach der Formel

$$M = 8a \left\{ \begin{array}{l} \left(l n \frac{a}{d} - 0{,}774\right) n^2 + \frac{d}{a} n^2 - 0{,}043 \frac{d^2}{a^2} n \\ \qquad - 0{,}0036 \frac{g^2 + h^2}{a^2} n^2 (n^2 - 1) + \frac{g^2 + h^2}{24 d^2} n^2 (n^2 - 1) \end{array} \right\}$$

f) $g \gtreqless h$; $c \gtreqless 0$; $d = 0$; $m \gtreqless n$.

Für $d = 0$, d. h. zwei Spulen, die übereinander liegen derart, daß ihre beiden Mittelpunkte zusammenfallen, ergibt unsere Ausgangsformel den Ausdruck

$$M = 8a \left\{ \begin{array}{l} \left(l n \frac{a}{c} - 0{,}774\right) m \cdot n + \frac{c}{a} \left(l n \frac{a}{c} + 0{,}759\right) m \cdot n \\ \qquad + \frac{3}{4} \frac{c^2}{a^2} m \cdot n \\ - 0{,}0036 \frac{g^2}{a^2} m n (n^2 - 1) - 0{,}0036 \frac{h^2}{a^2} m n (m^2 - 1) \\ - \frac{g^2}{24 c^2} m n (n^2 - 1) - \frac{h^2}{24 c^2} m n (m^2 - 1) \\ + 0{,}142 \frac{g^2}{c a} m n (n^2 - 1) + 0{,}142 \frac{h^2}{c a} m n (m^2 - 1) \end{array} \right\}$$

g) $g \gtrless h$; $c \gtrless 0$; $d = 0$; $m = 1$; n beliebig.

Unter dieser Annahme kommen wir zu einer Spule, in deren Mittelebene ein Drahtkreis liegt. Ihr gegenseitiger Induktionskoeffizient wird

$$M = 8a \left\{ \begin{aligned} &\left(ln\frac{a}{c} - 0{,}774\right)n + \frac{c}{a}\left(ln\frac{a}{c} + 0{,}759\right)n + \frac{3}{4}\frac{c^2}{a^2}n \\ &- 0{,}0036\frac{g^2}{a^2}n(n^2-1) - \frac{g^2}{24c^2}n(n^2-1) \\ &\qquad\qquad + 0{,}142\frac{g^2}{ca}n(n^2-1) \end{aligned} \right\}$$

h) $g \gtrless h$; $c \gtrless 0$; $d = 0$; $m = n$.

Der gegenseitige Induktionskoeffizient zweier übereinander liegender Spulen gleicher Windungszahlen ist gegeben durch den Ausdruck

$$M = 8a \left\{ \begin{aligned} &\left(ln\frac{a}{c} - 0{,}774\right)n^2 + \frac{c}{a}\left(ln\frac{a}{c} + 0{,}759\right)n^2 + \frac{3}{4}\frac{c^2}{a^2}n^2 \\ &- 0{,}0036\frac{g^2+h^2}{a^2}n^2(n^2-1) - \frac{g^2+h^2}{24c^2}n^2(n^2-1) \\ &+ 0{,}142\frac{g^2+h^2}{ca}n^2(n^2-1) \end{aligned} \right\}$$

i) $g = h$; $c > 0$; $d > 0$; $m \gtrless n$.

Wir wollen jetzt die Ganghöhe der beiden Spulen als gleich voraussetzen, wodurch unsere allgemeine Formel übergeht in die folgende

$$M = 8a \left\{ \begin{aligned} &\left(ln\frac{a}{\sqrt{c^2+d^2}} - 0{,}774\right)m \cdot n \\ &\qquad + \frac{c}{a}\left(ln\frac{a}{\sqrt{2c^2+d^2}+c} + 0{,}276\right)mn \\ &+ \frac{3}{4}\frac{c^2}{a^2}mn - 0{,}043\frac{d^2}{a^2}m \cdot n + \frac{\sqrt{2c^2+d^2}}{a}m \cdot n \\ &- 0{,}0036\frac{g^2}{a^2}mn(m^2+n^2-2) - 0{,}0042\frac{g^2}{c^2+d^2}\left(1 - \frac{2d^2}{c^2+d^2}\right. \\ &\qquad\qquad \left. - \frac{c}{a}\frac{d^2}{c^2+d^2}\right)mn(m^2+n^2-2) \\ &+ \frac{g^2}{24a(2c^2+d^2)^{1/2}}\left(1 - \frac{2c}{(2c^2+d^2)^{1/2}}\right. \\ &\qquad\qquad \left. - \frac{d^2}{2c^2+d^2}\right)m \cdot n(m^2+n^2-2) \end{aligned} \right\}$$

k) $g = h;\ c > 0;\ d > 0;\ m = n.$

Für Spulen gleicher Windungszahl wird

$$M = 8a \left\{ \begin{aligned} & \left(ln \frac{a}{\sqrt{c^2 + d^2}} - 0{,}774 \right) n^2 \\ & \qquad + \frac{c}{a} \left(ln \frac{a}{\sqrt{2c^2 + d^2} + c} + 0{,}226 \right) n^2 \\ & + \frac{3}{4} \frac{c^2}{a^2} n^2 - 0{,}043 \frac{d^2}{a^2} n^2 + \frac{\sqrt{2c^2 + d^2}}{a} n^2 \\ & - 0{,}0072 \frac{g^2}{a^2} n^2 (n^2 - 1) - 0{,}0084 \frac{g^2}{c^2 + d^2} \left(1 - \frac{2d^2}{c^2 + d^2} \right. \\ & \qquad \left. - \frac{c}{a} \frac{d^2}{c^2 + d^2} \right) n^2 (n^2 - 1) \\ & + \frac{g^2}{12a(2c^2 + d^2)^{1/2}} \left(1 - \frac{2c}{(2c^2 + d^2)^{1/2}} - \frac{d^2}{2c^2 + d^2} \right) n^2 (n^2 - 1) \end{aligned} \right\}$$

l) $g = h;\ c = 0;\ d > 0;\ m \gtreqless n.$

Haben die beiden Spulen die gleichen Seitenlängen, so erhalten wir für den gegenseitigen Induktionskoeffizienten den Ausdruck

$$M = 8a \left\{ \begin{aligned} & \left(ln \frac{a}{d} - 0{,}774 \right) m \cdot n + 0{,}043 \frac{d}{a} m n - 0{,}043 \frac{d^2}{a^2} m \cdot n \\ & - 0{,}0036 \frac{g^2}{a^2} m n (m^2 + n^2 - 2) \\ & \qquad + 0{,}0042 \frac{g^2}{d^2} m n (m^2 + n^2 - 2) \end{aligned} \right\}$$

m) $g = h;\ c = 0;\ d > 0;\ m = n.$

Stimmen sie außerdem in den Windungszahlen überein, so wird

$$M = 8a \left\{ \begin{aligned} & \left(ln \frac{a}{d} - 0{,}774 \right) n^2 + \frac{d}{a} n^2 - 0{,}043 \frac{d^2}{a^2} n^2 \\ & - 0{,}0072 \frac{g^2}{a^2} n^2 (n^2 - 1) + 0{,}0084 \frac{g^2}{d^2} n^2 (n^2 - 1) \end{aligned} \right\}$$

n) $g = h;\ c > 0;\ d = 0;\ n \gtreqless m.$

Wird $d = 0$, d. h. fallen die Mittelpunkte der beiden Spulen zusammen, so erhalten wir aus der allgemeinen Formel den Ausdruck

$$M = 8a \left\{ \begin{aligned} &\left(ln\frac{a}{c} - 0{,}774\right) m \cdot n + \frac{c}{a}\left(ln\frac{a}{c} + 0{,}759\right) m \cdot n \\ &\qquad\qquad + 0{,}75\frac{c^2}{a^2} m \cdot n \\ &- 0{,}0036\frac{g^2}{a^2} m \cdot n (m^2 + n^2 - 2) - \frac{g^2}{24c^2} m\, n (m^2 + n^2 - 2) \\ &\qquad\qquad + 0{,}142\frac{g^2}{c\,a} m\, n (m^2 + n^2 - 2) \end{aligned} \right\}$$

o) $g = h;\ c > 0;\ d = 0;\ n = m.$

Für übereinander liegende Spule gleicher Länge wird

$$M = 8a \left\{ \begin{aligned} &\left(ln\frac{a}{c} - 0{,}774\right) n^2 + \frac{c}{a}\left(ln\frac{a}{c} + 0{,}759\right) n^2 + 0{,}75\frac{c^2}{a^2} n^2 \\ &- 0{,}0072\frac{g^2}{a^2} n^2 (n^2 - 1) - \frac{g^2}{12c^2} n^2 (n^2 - 1) \\ &\qquad\qquad + 0{,}284\frac{g^2}{c\,a} n^2 (n^2 - 1) \end{aligned} \right\}$$

Gültigkeitsbereich der Formel.

Das Abbrechen der Reihenentwicklungen mit den quadratischen Gliedern von $\frac{d}{a}$, $\frac{c}{a}$, $\frac{g}{a}$ und $\frac{g}{d}$ hat zur Folge, daß der Gültigkeitsbereich unserer Formeln kein unbeschränkter sein kann.

Wie ich bereits früher nachgewiesen habe, liegen die Fehler unterhalb von $1\,^0/_0$, solange die Größen $\frac{d}{a}$ und $\frac{c}{a}$ kleiner sind als 0,25.

Was den Einfluß der Glieder betrifft, in denen die Ganghöhe auftritt, so zeigen die Formeln, daß sie umso weniger ins Gewicht fallen werden, je kleiner die Ganghöhe bzw. die Verhältnisse $\frac{g}{a}$ und $\frac{g}{d}$ gemacht werden.

Die folgende Tabelle zeigt den Einfluß des Gliedes $\frac{g^2}{d^2}$

a	d	n	g	$\frac{g}{d}$	M_n	M_e	$\frac{\Delta M}{M_e}$
cm	cm		cm		cm	cm	$^0/_0$
5	2	3	0,1	0,05	192,6	193,2	0,3
5	2	3	0,15	0,075	192,6	194,0	0,7
5	2	3	0,2	0,1	192,6	195,0	1,2

Der Wert M_n ist berechnet nach Formel m, wobei die g^2 enthaltenden Glieder unterdrückt worden sind, während M_r diese Glieder mit berücksichtigt.

Wie aus der Tabelle hervorgeht, liegen die Abweichnungen beider Werte unterhalb von 1%, solange das Verhältnis $\frac{g}{a}$ den Wert 0,08 nicht übersteigt.

Näherungsformeln.

Für praktische Zwecke, wo es auf größte Genauigkeit vielfach nicht ankommt, empfiehlt es sich, an Stelle unseres exakten Ausdrucks Näherungsformeln zu benutzen, die jetzt abgeleitet werden sollen.

Wir haben hierbei zwei Fälle zu unterscheiden:

$$\text{a)} \quad \frac{d}{a}, \quad \frac{c}{a} < 0{,}25 \, .$$

Unsere allgemeine Formel läßt sich nach Unterdrückung der Glieder $\frac{g^2}{a^2}$ und $\frac{g^2}{d^2}$, von denen nachgewiesen worden ist, daß sie beim Verzicht auf größte Genauigkeit unberücksichtigt bleiben können, schreiben in der Form

$$M = (a \cdot S') \, m \cdot n$$

Der Ausdruck $a\,S'$ stellt den gegenseitigen Induktionskoeffizienten der Mittelwindungen der beiden Spulen dar. Seine Größe als Funktion von $\frac{d}{a}$ und $\frac{c}{a}$ habe ich früher berechnet und in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

Um also den gegenseitigen Induktionskoeffizienten der Spulen zu erhalten, hat man aus der Tabelle für die vorliegenden Werte $\frac{c}{a}$ und $\frac{d}{a}$ die Größe S zu entnehmen und sie mit der Seitenlänge und den beiden Windungszahlen zu multiplizieren.

$$\text{b)} \quad \frac{d}{a}, \quad \frac{c}{a} > 0{,}25 \, .$$

In ganz ähnlicher Weise wie zuvor schreiben wir

$$M = (a\,S' \cdot m \cdot n)$$

S' ist der Tabelle zu entnehmen.

Tabelle für $S' = f\left(\frac{d}{a}, \frac{c}{a}\right)$

$\frac{c}{a}$ \ $\frac{d}{a}$ =	0,0	0,1	0,2	0,5	1,0	2,0	4,0
0,0	—	13,02	8,264	3,224	1,016	0,202	0,028
0,1	14,74	12,12	8,832	3,688	1,312	0,264	0,036
0,2	10,70	9,904	8,232	4,232	1,576	0,360	0,056
0,5	6,40	6,256	5,872	4,264	2,136	0,600	0,112
1,0	3,968	3,936	3,856	3,384	2,328	0,952	0 208
2,0	2,320	2,296	2,256	2,176	1,888	1,184	0,416
4,0	1,232	1,248	1,256	1,232	1,200	1,200	0,568

Der Kopplungskoeffizient K.

Die Berechnung des Kopplungskoeffizienten K läßt sich jetzt in sehr einfacher Weise ausführen.

Bekanntlich ist

$$K = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$$

M ist nach dem Vorhergehenden gegeben durch den Ausdruck

$$M = a S' \cdot m \cdot n$$

Die Selbstinduktionskoeffizienten L_1 und L_2 der Spulen entnehmen wir einer früheren Arbeit, wo für L der Ausdruck

$$L = 8 a \cdot n \cdot S$$

aufgestellt worden war.

Aus Tabellen und Kurven kann dort die Größe S für beliebige Werte von n, $\frac{g}{a}$ und $\frac{a}{\varrho}$ (ϱ Drahthalbmesser) unmittelbar entnommen werden.

Im vorliegenden Falle wird also

$$L_1 = 8 a n S_n$$
$$L_2 = 8 (a + 2c) m S_m$$

zu setzen sein.

Setzt man die obigen Werte in die Formel für K ein, so erhält man

$$K = \frac{\sqrt{m \cdot n}}{8} \frac{S'}{\sqrt{S_n \cdot S_m}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + 2\frac{c}{a}}}$$

Besonders einfach wird dieser Ausdruck für den Fall, wo die beiden Spulen gleich groß und von gleicher Windungszahl sind.

Wir erhalten dann für den Kopplungskoeffizienten den Ausdruck

$$K = \frac{n}{8} \frac{S'}{S_n}$$

Die Berechnung des Kopplungskoeffizienten möge an einem Beispiel praktisch durchgeführt werden. Wir setzen voraus zwei Spulen mit den Seitenlängen $a = 100$ cm und $a + 2c = 200$ cm, den Windungszahlen $n = 5$ und $m = 10$, dem Drahtdurchmesser $2\varrho = 0{,}1$ cm und einem gegenseitigen Abstand $d = 10$ cm. Die Ganghöhe der beiden Spulen sei 0,4 cm.

Zu berechnen ist der Kopplungskoeffizient für Spulenabstände von 10, 100 und 400 cm.

Aus der Tabelle für S' ergibt sich im vorliegenden Falle $\left(\frac{c}{a} = 0{,}5;\ \frac{d}{a} = 0{,}1\right)$

$$S' = 6{,}256\,.$$

Aus der früher mitgeteilten Tabelle für den Selbstinduktionskoeffizienten von Spulen entnehmen wir

$$S_n = 16{,}75 + 7{,}077 = 23{,}827$$
$$S_m = 39{,}24 + 7{,}77 \quad = 47{,}01\,.$$

Für $d = 10$ cm wird also

$$K = \frac{\sqrt{50}}{8} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{6{,}256}{\sqrt{23{,}827 \cdot 47{,}01}} = 11{,}7\,\%$$

In einer Entfernung $d = 100$ cm wird

$$K = \frac{\sqrt{25}}{8} \frac{2{,}136}{\sqrt{23{,}827 \cdot 47{,}01}} = 4{,}0\,\%$$

und für $d = 400$ cm

$$K = \frac{\sqrt{25}}{8} \frac{0{,}112}{\sqrt{23{,}827 \cdot 47{,}01}} = 0{,}21\,\%\,.$$

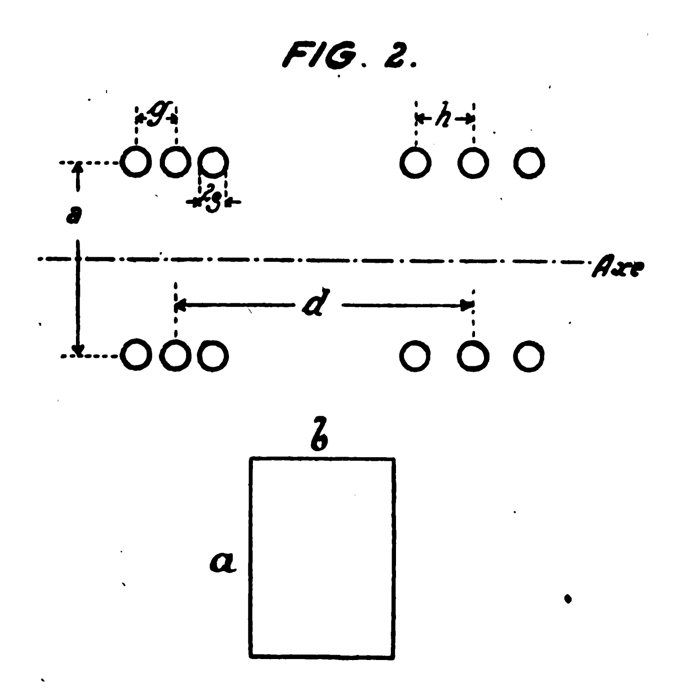
B. Einlagige Spulen mit nebeneinander in parallelen Ebenen liegenden Windungen und rechteckigem Windungsquerschnitt.

Der Windungsquerschnitt der Spulen war bisher als quadratisch vorausgesetzt worden, weil diese Spulenform fast ausnahmslos als Rahmenantenne praktisch benutzt wird.

Der größeren Allgemeinheit wegen sollen im folgenden noch einige Fälle behandelt werden, wo wir es mit einem rechteckigen Windungs-

querschnitt zu tun haben, dessen Seitenlängen a und b sind: Die Windungszahlen der beiden Spulen seien n und m, ihre Ganghöhen g und h, ihr gegenseitiger Abstand d (Fig. 2).

FIG. 2.



Nach Ausführung der Rechnung, die übrigens in ganz ähnlicher Weise vor sich geht wie vorhin, erhalten wir für den gegenseitigen Induktionskoeffizienten zweier gleichgroßer Rechtecke mit den Seitenlängen a und b im Abstand d voneinander den Ausdruck

$$M = 4\,(a+b)\left\{\begin{aligned} &\left(l\,n\cdot\frac{a\,b}{d}+r\right)m\cdot n + s\,\frac{d}{a}\,m\cdot n + t\,\frac{d^2}{a\,b}\,m\cdot n \\ &+ t\,\frac{g^2}{a\,b}\,\frac{m\,n\,(n^2-1)}{12} + t\,\frac{h^2}{a\,b}\,\frac{m\,n\,(m^2-1)}{12} \\ &+ \frac{g^2}{24\,d^2}\,m\,n\,(n^2-1) + \frac{h^2}{24\,d^2}\,m\,n\,(m^2-1) \end{aligned}\right\}$$

Hierin haben die Koeffizienten r, s und t die folgenden in einer früheren Arbeit mitgeteilten Bedeutungen

$$r = l\,n\,2 - 2 + \frac{2\sqrt{a^2+b^2}}{a+b} - \frac{a}{a+b}\,l\,n\,(a+\sqrt{a^2+b^2}) - \frac{b}{a+b}\,l\,n\,(b+\sqrt{a^2+b^2})$$

$$s = \frac{2}{1+\frac{b}{a}}$$

$$t = -\frac{3}{4} + \frac{a^2 - a\,b + b^2}{2\,a\,b} - \frac{a\,b}{2\,(a+b)\sqrt{a^2+b^2}}\left(\frac{a}{a+\sqrt{a^2+b^2}} + \frac{b}{b+\sqrt{a^2+b^2}} - 2\right)$$

Spezielle Fälle.

a) $g \gtreqless h;\ m = 1;\ n$ beliebig.

Der obige Ausdruck geht hier über in den folgenden

$$M = 4\,(a+b)\left\{\left(l\,n\,\frac{a\,b}{d} + r\right) n + s\,\frac{d}{a}\,n + t\,\frac{d^2}{a\,b}\,n + t\,\frac{g^2}{a\,b}\,\frac{n\,(n^2-1)}{12} + \frac{g^2}{24\,d^2}\,n\,(n^2-1)\right\}$$

b) $g \gtreqless h;\ m = n.$

Haben die beiden Spulen die gleiche Windungszahl, so wird

$$M = 4\,(a+b)\left\{\left(l\,n\,\frac{a\,b}{d} + r\right) n^2 + s\,\frac{d}{a}\,n^2 + t\,\frac{d^2}{a\,b}\,n^2 + t\,\frac{g^2+h^2}{a\,b}\,\frac{n^2\,(n^2-1)}{12} + \frac{g^2+h^2}{24\,d^2}\,n^2\,(n^2-1)\right\}$$

c) $g = h;\ m \gtreqless n.$

Setzt man $g = h$, d. h. die Ganghöhen der beiden Spulen sind einander gleich, so geht unsere allgemeine Formel über in die folgende

$$M = 4\,(a+b)\left\{\left(l\,n\,\frac{a\,b}{d} + r\right) m \cdot n + s\,\frac{d}{a}\,m \cdot n + t\,\frac{d^2}{a\,b}\,m \cdot n + t\,\frac{g^2}{a\,b}\,m\,n\,(m^2+n^2-2) + \frac{g^2}{24\,d^2}\,m\,n\,(m^2+n^2-2)\right\}$$

d) $g = h$; $m = n$.

Haben die Spulen gleiche Ganghöhen und Windungszahlen, so läßt sich der gegenseitige Induktionskoeffizient schreiben in der Form

$$M = 4(a+b)\left\{\begin{aligned} &\left(\ln\frac{ab}{d} + r\right) n^2 + s\right)\frac{d}{a} n^2 + t\frac{d^2}{ab} n^2 \\ &+ t\frac{g^2}{ab}\frac{n^2(n^2-1)}{6} + \frac{g^2}{12 d^2} n^2 (n^2-1) \end{aligned}\right\}$$

Setzt man in den vorhergehenden Formeln $a = b$, so erhält man die im ersten Teil bereits aufgeführten Ausdrücke. (Formeln c, d, e, l und m.)

Zusammenfassung.

Es werden Formeln angegeben für die Berechnung des gegenseitigen Induktionskoeffizienten zweier Spulen mit quadratischen Windungsquerschnitten (Rahmenantennen), deren Seitenlängen und Ganghöhen gleich oder verschieden groß sein können.

Solange die Größen

$$\frac{\text{Abstand}}{\text{Seitenlänge}} \quad \text{und} \quad \frac{\text{Differenz der Seitenlängen}}{\text{Seitenlänge}}$$

kleiner sind als 0,25 gelten die Formeln streng. Für praktische Zwecke werden Näherungsformeln angegeben, nach denen unter Zuhilfenahme von Kurven und Tabellen der gegenseitige Induktionskoeffizient auf sehr bequeme Weise berechnet werden kann. Unter Benutzung bereits früher mitgeteilter Tabellen und Kurven für den Selbstinduktionskoeffizienten von Spulen mit quadratischem Windungsquerschnitt läßt sich in gleich einfacher Weise auch der Kopplungskoeffizient zweier Spulen ausrechnen.

Am Schluß wird dann noch der gegenseitige Induktionskoeffizient zweier Spulen behandelt, deren Windungsquerschnitte Rechtecke mit den Seitenlängen a und b sind.

Über störungsfreien Gleichstromempfang mit dem Schwingaudion.

Von **H. G. Möller.**

Einleitung.

Unter einem „Schwingaudion“ soll die in Fig. 1 abgebildete Empfangsapparatur verstanden werden. In Deutschland ist für sie wohl auch der Name „rückgekoppeltes Audion“, in Amerika „Ultraaudion“ gebräuchlich. Kennzeichnend für das Audion ist der Widerstand R_g und der Überbrückungskondensator $C_ü$ im Gitterkreis. Zum Schwingaudion wird ein Audion durch Einbau einer Rückkopplungsspule in

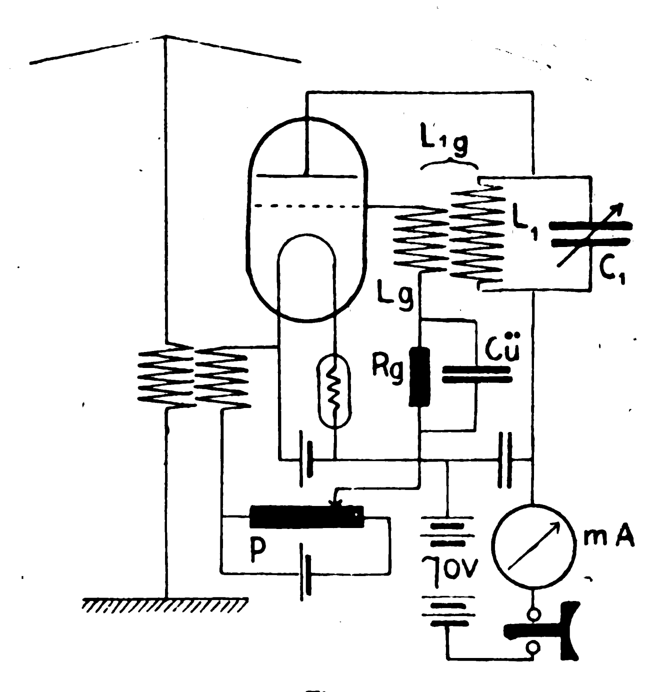


Fig. 1.

den Gitterkreis. L_g sei die Induktivität dieser Spule, L_{1g} die Gegeninduktivität zwischen Gitterkreis und Arbeitskreis (L_1, C_1). L_{1g} soll

1) Die Bezeichnungen sind die meines Buches: „Elektronenröhren usw.“ erschienen bei Fr. Vieweg, Braunschweig.

als „Rückkopplungsfestigkeit“ oder kurz als „Rückkopplung“ bezeichnet werden.

Bisher waren für das Schwingaudion zwei Betriebsarten bekannt:

Will man ungedämpfte Wellen empfangen, so stellt man die Rückkopplung L_{1g} fest ein. In dem Schwingaudion treten dann, unabhängig von der von der Antenne aufgenommenen Welle, wie in einem gewöhnlichen Röhrensender Schwingungen auf. Diese „Lokalschwingungen“ werden dann im Gitterkreis der „Fernerregung“ überlagert. Die entstehenden Schwebungen werden von der Röhre gleichgerichtet und bei geeigneter Abstimmung der Lokalschwingungen im Telephon als Ton hörbar. Bei fester Rückkopplung wirkt somit das Schwingaudion als kombinierter Überlagerer und Detektor.

Wünscht man gedämpfte Wellen zu empfangen, so stimmt man den Schwingungskreis des Audions (L_1, C_1) genau auf die zu empfangende Welle ab und lockert die Rückkopplung, bis eben die „Lokalschwingungen“ aussetzen. Die Schwingungen im Audion werden dann erst durch die Fernerregung hervorgerufen. Die Fernerregung $\delta \mathfrak{E}_g$ wird aber durch die Wechselspannung $\mathfrak{E}_g'$ unterstützt, die vom Strom im Schwingungskreis in der Rückkopplungsspule induziert wird. Hierdurch wird eine Verstärkung der Fernerregung hervorgerufen; diese kann sehr hoch sein, wenn man die Festigkeit der Rückkopplung so weit steigert, daß die Lokalschwingungen eben gerade noch nicht einsetzen. — Das Schwingaudion wirkt in dieser zweiten Einstellung als Hochfrequenzverstärker und Detektor.

Für die Gleichrichter oder Detektorwirkung der Röhre ist in beiden Fällen der hohe Gitterwiderstand R_g von 100000 bis 1000000 Ohm wesentlich, der durch einen Kondensator $C_ü$ von etwa 1000 cm Kapazität überbrückt wird, um die Hochfrequenzgitterladeströme durchzulassen. Seine Wirkungsweise übersieht man am besten in dem Grenzfall $R_g = \infty$. Sowie die Gitterspannung[1]) positiv wird, fließt ein Elektronenstrom an das Gitter. Dieser ruft im Gitterwiderstand einen Spannungsabfall hervor, der das Gitterpotential herabdrückt. Ist der Gitterwiderstand sehr groß, so genügt bereits der kleinste Gitterstrom, um einen beliebig hohen Spannungsabfall hervorzurufen. Die Gitterspannung sinkt gerade so weit, daß der Gitterstrom dauernd Null bleibt. Liegt am Gitter speziell eine Wechselspannung, so gleicht

1) Unter „Gitterspannung“ sei die Spannung zwischen dem Gitter und dem negativen Ende des Glühfadens verstanden. Alle Potentialangaben seien weiterhin auf das Potential des negativen Glühfadenendes als Nullpunkt bezogen.

der Gitterstrom einem zerhakten Gleichstrom. Dieser verschwindet erst, wenn die Gitterspannung dauernd unter Null bleibt. Deshalb verschiebt sich das mittlere Gitterpotential oder die „Gittervorspannung" E_g um die Amplitude $\mathfrak{E}_g$ der Gitterwechselspannung nach negativen Werten hin. Dadurch sinkt auch der mittlere Anodenstrom $\bar{i}_a$; und zwar um den Betrag $S_A E_g$, wenn S_A die Steilheit der Arbeitskurve[1]) ist. — Die geschilderte Veränderung des mittleren Anodenstromes $\bar{i}_a$ in Abhängigkeit von der Amplitude der Audionschwingung sei mit „Audiongleichrichtung" bezeichnet.

Grundversuch. Qualitative Vorstellung über den Gleichstromempfang und experimentelle Prüfung dieser Vorstellung.

Bei Versuchen, die Empfindlichkeit des Schwingaudions durch geeignete Wahl der Rückkopplung und der Schwebungstonhöhe zu verbessern, wurde folgendes merkwürdige Verhalten beobachtet, das ich als „Grundversuch" bezeichnen möchte, da dieser Versuch mich überhaupt erst auf die Möglichkeit eines Gleichstromempfanges mit dem fest rückgekoppelten Schwingaudion hinführte:

Wenn man bei nicht allzu fester Rückkopplung den Arbeitskreis des Schwingaudions immer feiner auf die Sendewelle abstimmt, so gelangt man zunächst zu immer tieferen Schwebungstönen, von einer bestimmten Tonhöhe ab setzen aber die Schwebungen aus. Jenseits der genauen Abstimmung setzt der Schwebungston mit der gleichen Höhe, mit der er aussetzte, wieder ein. Der Frequenzbereich, in dem der Ton aussetzt, wird umso breiter, je loser die Rückkopplung und je stärker die Fernerregung gewählt wird.

Zur Erklärung dieser merkwürdigen Erscheinung drängte sich zunächst die Vermutung auf, die Lokalschwingungen des Audions setzten bei genauer Abstimmung aus, so wie das bisweilen bei einem Zwischenkreisaudion bei genauer Abstimmung der Antenne beobachtet wird. Daß diese Vermutung der Wirklichkeit jedoch nicht entspricht, zeigt folgende Beobachtung: Schaltet man in den Anodenkreis des Schwingaudions ein Gleichstrominstrument (mA Fig. 1), so geht dessen Ausschlag zurück, so bald Schwingungen einsetzen. Die Gitterspannung sinkt ja, wie oben erläutert, um den Betrag der Gitterwechselspan-

1) Über die Begriffe: Kennlinie und Arbeitskurve siehe: H. G. **Möller**, Die Elektronenröhren, Sammlung Vieweg, Heft 49, Seite 26. Dieses Heft sei weiterhin kurz als „Elektronenröhren" bezeichnet. S_A ist die Steilheit der Arbeitskurve berechnet für den Widerstand des Telephons, nicht des Schwingungskreises.

nungsamplitude $\mathfrak{E}_g$ und mit ihr der mittlere Anodenstrom um den Betrag

$$\delta \bar{i}_a = S_A \mathfrak{E}_g \tag{1}$$

Die Beobachtung eines in den Anodenstromkreis eingeschalteten Gleichstrominstrumentes ist also ein einfaches Mittel, um zu kontrollieren, ob der Arbeitskreis des Audions elektrische Schwingungen führt.

Würden nun zugleich mit dem Schwebungston die Schwingungen aussetzen, so müßte der mittlere Anodenstrom ansteigen, während das Telephon schweigt. Das Gegenteil ist der Fall: der mittlere Anodenstrom sinkt, ein Zeichen dafür, daß die Audionschwingungen nicht aussetzen, sondern gerade besonders stark sind, wenn die Schwebungen verschwinden.

Eine zweite Erklärungsmöglichkeit ist folgende: Die Schwebungen setzen aus, weil Audion und Senderschwingungen kohärent werden. Die Frequenz der Audionschwingung wird nicht mehr von der Abstimmung des Schwingaudions, sondern lediglich vom Sender bestimmt. Die Senderschwingung nimmt die Audionschwingung mit. Die Verstimmung zwischen Audion und Sender hat nur noch einen Einfluß auf die Phasenverschiebung β zwischen beiden Schwingungen. Da die Audionschwingung von der Senderschwingung verstärkt wird, wie der Versuch zeigt, so ist es wahrscheinlich, daß β von -90^0 über 0 nach $+90^0$ schwankt. Die Phasenverschiebung wird Null, wenn der Sender und das Audion exakt abgestimmt sind.

Experimentelle Prüfung der Annahme kohärenter Schwingungen.

Der Grundgedanke der zweiten Vermutung, nämlich, daß die Audionschwingung in einem schmalen Bereiche ober- und unterhalb der genauen Resonanzabstimmung „mitgenommen" wird, konnte durch folgenden Versuch direkt experimentell bestätigt werden:

Das Audion wurde von den Wellen zweier Sender getroffen. Man hörte, wie zu erwarten, einen Doppelton. Die Abstimmungen des Audions und eines der Sender, der „Hilfssender" heißen soll, blieben bestehen, während die Abstimmung des anderen Senders, des „Hauptsenders" geändert wurde. Der vom Hilfssender herrührende Ton, der „Hilfston" behielt seine Höhe bei, während der Hauptton mit zunehmender Genauigkeit der Einstimmung des Hauptsenders auf das Schwingaudion immer tiefer wurde. Der Ausschlag des Anodenamperemeters änderte sich zunächst nicht. Nachdem eine bestimmte Feinheit der Abstimmung erreicht war, verschwand der Doppelton. Es blieb

nur noch der hohe Hilfston übrig. Seine Höhe aber änderte sich, ein Zeichen dafür, daß sich die Frequenz der Audionschwingung geändert hatte. Gleichzeitig begann der Ausschlag des Audionmilliamperemeters zu fallen. War die Abstimmung zwischen Audion und Hauptsender

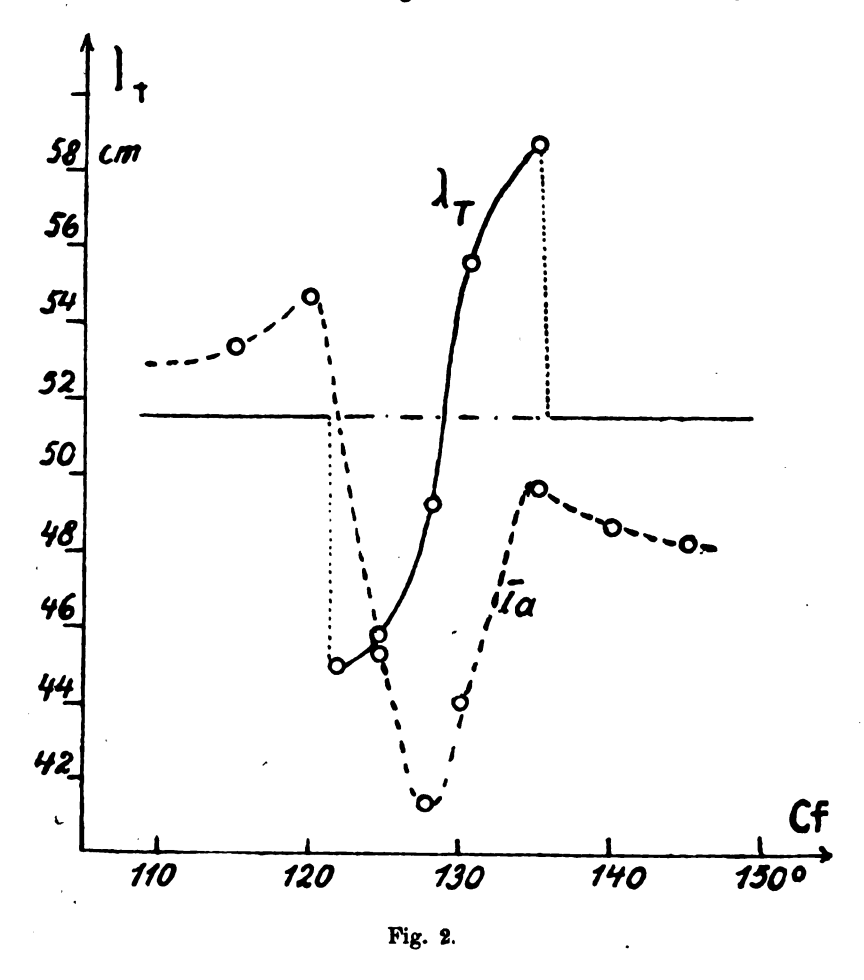


Fig. 2.

eine vollständige, so war die Höhe des Hilfstones wieder die ursprüngliche geworden. Der mittlere Anodenstrom erreichte sein Minimum. Änderte man die Stellung des Feinkondensators am Hauptsender weiter, so veränderte auch der Hilfston seine Höhe im gleichen Sinne weiter. Dabei stieg i_a wieder.

Schließlich trat der tiefe Hauptton wieder neben dem hohen Hilfston auf. Der Zeiger des Anodenamperemeters hatte seine alte Stellung eingenommen. Audion und Hauptsender waren aus dem Tritt gefallen.

Die Ergebnisse des beschriebenen Versuches sind in Fig. 2 dargestellt. Als Abszisse ist die Wellenlänge des Hauptsenders, charakterisiert durch die Grade des Feinabstimmkondensators C_f, als Ordinaten die Länge λ_T einer Monochordsaite aufgetragen, deren Ton dem Hilfston glich. Die strichpunktierte Gerade gibt die Höhe des Hilfstones an, für den Fall, daß der Hauptsender ausgeschaltet ist. Zum Vergleich ist noch der mittlere Anodenstrom als gestrichelte Kurve eingetragen worden. Er hat sein Minimum an der Stelle, an der die Höhe des Hilfstones der ursprünglichen gleicht und an der Lokal- und Fernerregung phasengleich sind und sich voll unterstützen.

Die in Fig. 2 dargestellte Veränderung der Hilfstonhöhe mit der Abstimmung des Hauptsenders zeigt direkt, daß die Audionschwingung vom Hauptsender „mitgenommen“ wird. Die Richtigkeit der Anschauung, daß Audion- und Senderschwingung kohärent sind, wenn die Schwebungen aussetzen, dürfte hiermit als erwiesen gelten.

Wir sind somit zu einer neuen Art des Schwingaudionempfanges gelangt, zu einem „Gleichstromempfang innerhalb des Mitnahmebereiches“. Er ist wohl zu unterscheiden von dem in der Einleitung geschilderten Gleichstromempfang, der mit einem Schwingaudion möglich ist, wenn man die Rückkopplung so weit lockert, daß die Lokalschwingungen aussetzen.

Störfreiheit des neuen Gleichstromempfanges.

Der im vorigen Abschnitt geschilderte Versuch ergab ein zweites, technisch sehr wertvolles Resultat. Der Ausschlag des Anodenamperemeters war völlig unabhängig von der Tätigkeit des Hilfssenders. Selbst wenn der Hilfssender stärker als der Hauptsender auf das Audion wirkte, veränderte sich i_a beim Ein- und Ausschalten des Hilfssenders nicht. Der Gleichstromempfang innerhalb des Mitnahmebereiches wird von einem zweiten ungedämpften Sender nicht gestört. Die gleiche Unempfindlichkeit zeigte die neue Empfangsmethode gegen gedämpfte Sender, deren Tätigkeit auf den Ausschlag des Anodenamperemeters einflußlos blieb, auch wenn sie genau auf die Audionschwingung abgestimmt waren.

Diese Störfreiheit erklärt sich folgendermaßen:

Wenn das Audion von einer gedämpften oder ungedämpften Welle getroffen wird, — letztere soll außerhalb des Mitnahmebereiches liegen — so schwanken $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{E}_g$ und mit ihnen die Gittervorspannung E_g und der mittlere Anodenstrom $\bar{i}_a$ im Takte der Schwebungen, während vor dem Auftreffen der Fernerregung $\delta\,\mathfrak{E}_g$ der mittlere Anodenstrom einen konstanten Wert hatte, den wir als „Ruhestrom $\bar{i}_{a_0}$" bezeichnen wollen. Falls nun der mittlere Anodenstrom beim Eintreffen der Fernerregung um gleich große Beträge über und unter den Ruhestrom schwankt, so ist der Mittelwert $\bar{\bar{i}}_a$ des mittleren Anodenstromes $\bar{i}_a$ dem Ruhestrom $\bar{i}_{a_0}$ gleich.[1]) Ein in den Anodenkreis eingeschaltetes Amperemeter, das den tonfrequenten Schwankungen des mittleren Anodenstromes nicht zu folgen vermag, zeigt den Empfang des Störsenders nicht an. Schwankt $\bar{i}_a$ aber um ungleiche Beträge über und unter den Ruhewert $\bar{i}_{a_0}$, so verändert sich der Ausschlag des Anodenamperemeters, wenn der Störer sendet. Der Empfang ist dann nicht störungsfrei.

Bedingung der Störfreiheit:

$$\bar{\bar{i}}_a = \bar{i}_{a_0} \qquad (2)$$

Um die Störfreiheit des Empfanges zu erzielen, muß die Ruhegitterspannungsamplitude mindestens ebenso groß sein, wie die Veränderung $\varDelta\,\mathfrak{E}_g$[2]) der Gitterspannungsamplitude, die durch die Fernerregung $\delta\,\mathfrak{E}_g$ hervorgerufen wird. Der störungsfreie Empfang ist also nur möglich, wenn man die Rückkopplung nicht zu lose wählt. Lockert man vollends die Rückkopplung so weit, daß die Ruheschwingung erlischt, so erhält man zwar auch einen Gleichstromempfang, wie in der Einleitung geschildert. Dieser ist aber nicht störungsfrei. Die Störbefreiung gelingt nur bei fester Rückkopplung mit Hilfe des neuen Gleichstromempfanges innerhalb des Mitnahmebereiches.

Ausbau der Theorie.

Nachdem nunmehr die Richtigkeit der vorgetragenen Anschauungen des neuen Gleichstromempfanges wahrscheinlich geworden und seine technische Verwendbarkeit zur Störbefreiung beschrieben ist, soll die Theorie weiter ausgebaut und einige Folgerungen aus der Theorie experimentell geprüft werden.

1) Es sind zwei zeitliche Mittelwerte des Anodenstromes zu unterscheiden: $\bar{i}_a$ ist das Mittel während einer Hochfrequenzschwingung, $\bar{\bar{i}}_a$ während einer Schwebung von Tonfrequenz.

2) Über die Unterschiede zwischen $\mathfrak{E}_g$, $\varDelta\,\mathfrak{E}_g$ und $\delta\,\mathfrak{E}_g$ vergleiche: Elektronenröhren, Abschnitt IV: Das Audion.

Aufgabe der Theorie ist, zunächst die Stärke der Fernerregung $\delta \mathfrak{E}_g$, die Phasenverschiebung β zwischen $\delta \mathfrak{E}_g$ und dem lokalerregten Teil $\mathfrak{E}_g'$ der Gitterspannung, die Verstimmung $\delta \omega$ zwischen Sender und Empfänger, speziell die größte zulässige Verstimmung $\delta \omega_0$ oder den „Mitnahmebereich", die Größe der Schwankungen des mittleren Anodenstromes und die elektrischen Daten der Schwingungskreise und der Röhre in Verbindung zu bringen. Dann soll die Theorie speziell über die Empfindlichkeit des Empfanges $\delta \bar{i}_a / \delta \mathfrak{E}_g$ und über die Bedingungen der Störfreiheit Auskunft geben. Zu letzterem Zwecke werden auch die sich an den Mitnahmebereich anschließenden Stücke der $\delta \bar{\bar{i}}_a$-$\delta \omega$-Kurve untersucht werden müssen.

Als Grundlagen der Theorie stehen uns die Prinzipien der Amplituden und Phasenbilanz[1]) zur Verfügung.

Ersteres dient zur Bestimmung der Amplitude. Es lautet: Der Anodenstrom ruft den Strom im Arbeitskreis hervor, dieser induziert in der Rückkopplungsspule die Gitterspannung und diese wieder steuert in der Röhre den Anodenstrom. Ist der ursprüngliche Anodenstrom kleiner als der hervorgebrachte, so klingt die Schwingung an; ist der ursprüngliche Anodenstrom größer, so klingt sie ab. Sind ursprünglicher und hervorgebrachter Anodenstrom gleich groß, so hat sich ein stationärer Schwingungszustand eingestellt.

Das Prinzip der Phasenbilanz dient zur Bestimmung der Frequenz. Eilt der hervorgebrachte Anodenstrom dem ursprünglichen voraus, so wird die Schwingungsdauer verkürzt, resp. die Frequenz erhöht. Sind für eine Frequenz ursprünglicher und hervorgebrachter Anodenstrom phasengleich, so ist diese Frequenz stationär.

a) Konstruktion der Amplitude.

Zunächst soll aus der Amplitudenbilanz eine Konstruktion der Amplitude im Schwingkennliniendiagramm[2]) abgeleitet werden. Zu diesem Zwecke muß erst die Abhängigkeit der Gitterspannung von dem ursprünglichen Anodenstrom, dann die Abhängigkeit des hervorgerufenen Anodenstromes von der Gitterspannung ermittelt werden und dann, diesen Abhängigkeiten entsprechend, die Amplituden so bestimmt werden, daß ursprünglicher und erregter Anodenstrom gleich werden.

Die Gitterspannung $\mathfrak{E}_g$ setzt sich vektoriell aus der Fernerregung $\delta \mathfrak{E}_g$

1) Elektronenröhren Seite 79 u. 80.
2) Elektronenröhren Seite 58.

und der in der Rückkopplungsspule vom Strom $\mathfrak{J}_L$ in der Schwingungskreisspule induzierten Spannung $\mathfrak{E}_g'$ zusammen (vgl. Fig. 3). Die Phasenverschiebung zwischen $\delta\,\mathfrak{E}_g$ und $\mathfrak{E}_g'$ sei mit β bezeichnet.

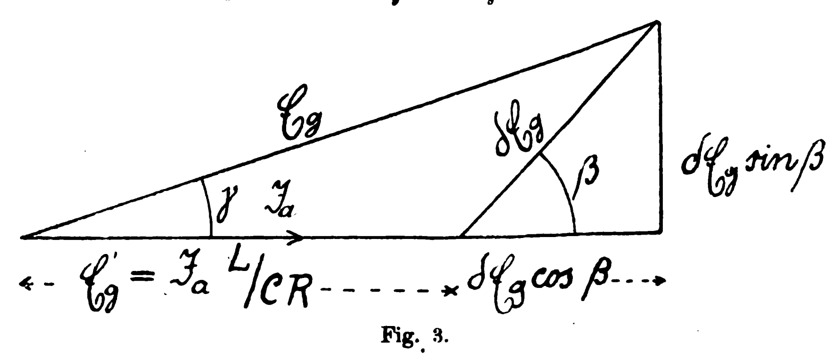


Fig. 3.

Da der Strom $\mathfrak{J}_L$ in der Schwingungskreisspule vom Anodenstrom $\mathfrak{J}_a$ abhängt, so läßt sich $\mathfrak{E}_g'$ zunächst durch $\mathfrak{J}_L$ und schließlich durch $\mathfrak{J}_a$ ausdrücken:

$$\mathfrak{E}_g' = j\,\omega\,L_{1g}\,\mathfrak{J}_L \tag{3}$$

$$\mathfrak{J}_L = \frac{\mathfrak{J}_a}{j\,\omega\,C_1\,R_1}\,\frac{1}{1 + j\,\frac{\delta\,\omega}{d}} \tag{4}$$

Formel 4 ist in üblicher Weise aus den Stromverzweigungsgleichungen

$$\mathfrak{J}_a = \mathfrak{J}_L + \mathfrak{J}_C; \qquad \mathfrak{E}_a = \mathfrak{J}_L(j\,\omega\,L_1 + R_1) = \frac{\mathfrak{J}_C}{j\,\omega\,C_1} \tag{5}$$

abgeleitet.[1]) Durch Einsetzen von 4 in 3 erhält man

1) Setzt man die 2. Gleichung (5) in die 1. Gleichung (5) ein, so erhält man

$$\mathfrak{J}_a = \mathfrak{E}_a\left(\frac{1}{j\,\omega\,L_1 + R_1} + j\,\omega\,C_1\right) \quad \text{oder} \quad \mathfrak{E}_a = \mathfrak{J}_a\,\frac{(j\,\omega\,L_1 + R_1)\,\frac{1}{j\,\omega\,C_1}}{j\,\omega\,L_1 + R_1 + j\,\omega\,C_1} \tag{10}$$

Vernachlässigt man R_1 neben $j\,\omega\,L_1$, und setzt man unter Rücksicht auf

$$\omega_0^2 = \frac{1}{L_1\,C_1}: \quad \omega + \omega_0 \approx 2\,\omega, \quad \omega - \omega_0 = \delta\,\omega \tag{11}$$

$$\left.\begin{aligned} j\,\omega\,L_1 + \frac{1}{j\,\omega\,C_1} &= j\,\omega\,L_1\left(1 - \frac{1}{\omega^2\,L_1\,C_1}\right) = j\,\omega\,L_1\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right) \\ &= j\,\omega\,L_1\,\frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega^2} = j\,L\,\frac{(\omega + \omega_0)(\omega - \omega_0)}{\omega} = 2\,j\,\delta\,\omega\,L_1 \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

in Gleichung (10) ein, so erhält man

$$\mathfrak{E}_g' = \frac{\mathfrak{J}_a L_{1g}}{C_1 R_1} \frac{1}{1 + j\frac{\delta\omega}{d}} \quad \text{und} \tag{6}$$

$$\mathfrak{E}_g = \frac{\mathfrak{J}_a L_{1g}}{C_1 R_1} \cdot \frac{1}{1 + j\frac{\delta\omega}{d}} + \delta\,\mathfrak{E}_g\, e^{i\beta}. \tag{7}$$

Dabei bedeutet:

$d = \frac{R_1}{2 L_1}$ die Dämpfung des Arbeitskreises,

$\delta\omega = \omega - \omega_0$ die Verstimmung des Senders gegen die Eigenfrequenz des Audions,

$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}$ die Eigenfrequenz des Audions,

β die Phasenverschiebung zwischen $\delta\mathfrak{E}_g$ und $\mathfrak{J}_a$,

ζ die Phasenverschiebung zwischen $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{E}_g'$.

$$-\zeta = \operatorname{arctg}\frac{\delta\omega}{d} \tag{8}$$

Als Amplitude soll der angenäherte Wert:

$$|\mathfrak{E}_g| = \frac{|\mathfrak{J}_a| L_{1g}}{C_1 R_1 \sqrt{1 + \frac{\delta\omega^2}{d^2}}} + \delta\,\mathfrak{E}_g \cos\beta \approx \frac{|\mathfrak{J}_a| L_{1g}}{C_1 R_1} + \delta\,\mathfrak{E}_g \cos\beta \tag{9}$$

benutzt werden. Dabei ist $|\delta\mathfrak{E}_g \sin\beta|^2$ neben dem Quadrate des Hauptgliedes, ζ neben β vernachlässigt. Im $\mathfrak{J}_a$—$\mathfrak{E}_g$-Diagramm wird Gleichung (9) durch die „Rückkopplungsgerade“[1]) dargestellt, die die $\mathfrak{E}_g$-Achse in der Entfernung $\delta\mathfrak{E}_g \cos\beta$ von Koordinatennullpunkt unter einem Winkel

$$\alpha = \operatorname{arccotg}\frac{L_{1g}}{C_1 R_1} \tag{15}$$

schneidet (vgl. Fig. 4).

$$\mathfrak{E}_a = \frac{\mathfrak{J}_a \frac{L_1}{C_1}}{R_1 + 2j\,\delta\omega L_1} = \mathfrak{J}_a \frac{L_1}{C_1 R_1} \frac{1}{1 + 2j\frac{\delta\omega L_1}{R_1}} = \mathfrak{J}_a \frac{L_1}{C_1 R_1} \frac{1}{1 + j\frac{\delta\omega}{d}} \tag{13}$$

Setzt man den Wert der Gleichung (13) für $\mathfrak{E}_a$ in der Formel für $\mathfrak{J}_L$

$$\mathfrak{J}_L = \frac{\mathfrak{E}_a}{j\omega L_1} \tag{14}$$

ein, so erhält man die Gleichung (4).

1) Vgl. Elektronenröhren Seite 85 u. 86.

Als zweites ist der Zusammenhang zwischen der Gitterspannung und dem von ihr in der Röhre gesteuerten Anodenstrom aufzustellen. Er wird durch die Schwingkennlinie charakterisiert. Für das Audion können die Schwingkennlinien nach demselben zeichnerischen Verfahren konstruiert werden, wie es auf S. 57 der „Elektronenröhren" beschrieben ist. Da aber die Audionschwingungen von kleiner Amplitude sind, und sich nur über den schwachgekrümmten mittleren Teil der Anodenkennlinie erstrecken, ist es müheloser, die Schwingkennlinien angenähert zu berechnen. Die Anodenkennlinie kann mit hinreichender Genauigkeit durch eine Potenzentwicklung dargestellt werden, die beim 3. Gliede abbricht. Die Gitterspannung soll von dem Werte an gezählt werden, über dem der Wendepunkt der Anodenkennlinie liegt. Dann fällt in der Reihenentwicklung für die Anodenkennlinie das quadratische Glied weg. Sie lautet:

$$i_a = J_a + S e_{st} - \frac{S_3}{2 \cdot 3} e_{st}^3 \tag{16}$$

Dabei ist S die Steilheit der Kennlinie.

$$S = \frac{\partial i_a}{\partial e_{st}} \; ; \quad S_3 = \frac{\partial^3 i_a}{\partial e_{st}^3} \tag{17}$$

und e_{st} die Steuerspannung

$$e_{st} = e_g + D e_a \tag{18}$$

Da Anodenspannung und Gitterspannung zeitlich sinusförmig schwanken, so ist für e_{st} zu setzen:

$$e_{st} = E_g + \mathfrak{E}_g \cos \omega t + D E_a + D \mathfrak{E}_a \cos \omega t \tag{19}$$

Berücksichtigt man, daß $\mathfrak{E}_a$ der Spannungsabfall ist, den der Anodenstrom über dem Arbeitskreis mit dem scheinbar Ohmschen Widerstand

$$R_a = \frac{L}{CR} \tag{20}$$

hervorruft und daß sich die Gittervorspannung aus der Spannung E_{g0}' am Potentiometer und der Spannung am Silitwiderstand zusammensetzt, und letzterer, wie auf Seite 258 auseinandergesetzt, der Gitterspannungsamplitude $\mathfrak{E}_g$ gleicht, so erhält man

$$e_{st} = \mathfrak{E}_g (\cos \omega t - 1) + E_{g0}' - R_a D \mathfrak{J}_a \cos \omega t + E_a D \tag{21}$$

In der Formel (21) für e_{st} wollen wir nun angenähert für $\mathfrak{J}_a$ den Wert einsetzen, der sich ergibt, wenn man in Gleichung (16) e_{st}^3 vernachlässigt. Man erhält dann als ungenaueste Annäherung die lineare Beziehung:

$$i_a = J_a + S(\mathfrak{E}_g(\cos\omega t - 1) + E'_{g0}) - S R_a D \mathfrak{J}_a \cos\omega t + E_a D S \quad (22)$$

und für die Amplitude von i_a:

$$\mathfrak{J}_a = S\mathfrak{E}_g - S D R_a \mathfrak{J}_a; \quad \mathfrak{J}_a = \frac{S\mathfrak{E}_g}{1 + R_a S D}$$

Das in Gleichung (21) eingesetzt ergibt

$$e_{st} = \mathfrak{E}_g(\cos\omega t - 1) + E'_{g0} - \frac{R_a D S \mathfrak{E}_g}{1 + R_a S D}\cos\omega t + D E_a$$

$$e_{st} = \mathfrak{E}_g(\alpha\cos\omega t - 1) + E_{g0} \quad (23)$$

wobei $E_{g0} = E_{g0}' + D E_a$ und $\alpha = \frac{1}{1 + R_a S D}$ ist.

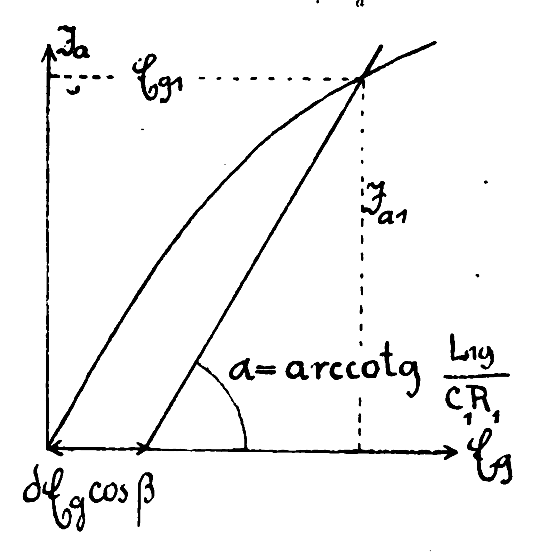


Fig. 4.

Setzt man Gleichung (23) in Gleichung (16) ein und schreibt man für $\cos^3\omega t$

$$\cos^3\omega t = \frac{\cos 3\omega t + 3\cos\omega t}{4} \quad (24)$$

so erhält man als die gesuchte genauere Annäherung folgende Amplitude der Grundschwingung des Anodenstromes, indem man in der Formel für i_a die konstanten und die $\cos 2\omega t$ und $\cos 3\omega t$ proportionalen Glieder streicht:

$$\mathfrak{J}_a = \mathfrak{E}_g \alpha\left(S - \frac{S_3}{2}E_{g0}^2\right) + S_3 \alpha E_{g0}\mathfrak{E}_g^2 - \frac{S_3}{8}\left(\alpha^3 + \frac{4}{3}\alpha\right)\mathfrak{E}_g^3 \quad (25)$$

Formel (25) ist die gesuchte Formel für die Schwingkennlinie. Um zahlenmäßig mit ihr rechnen zu können, müssen die Anodenkennlinien der Röhre (S, S_3, D), die Betriebsspannung E_a, das Gittervorpotential E_{g0}' ($E_{g0} = E_{g0}' + D E_a$) und der Widerstand $R_a = \frac{L_1}{C_1 R_1}$ des Arbeitskreises bekannt sein.

Die in Fig. 4 qualitativ eingezeichnete krumme Linie möge die für das betreffende Audion gültige Schwingkennlinie darstellen. —

Nunmehr können $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{E}_g$ so bestimmt werden, daß sie die Amplitudenbilanz erfüllen. Dieser Bedingung entsprechen die Amplituden $\mathfrak{J}_{a1}$ und $\mathfrak{E}_{g1}$ des Schnittpunktes zwischen Schwingkennlinie und und Rückkopplungsgeraden. Denn der ursprüngliche Anodenstrom $\mathfrak{J}_{a1}$ erregt gemeinsam mit der Fernerregung $\delta\,\mathfrak{E}_g \cos\beta$ die Gitterspannung $\mathfrak{E}_{g1}$ und diese wieder steuert, wie die Schwingkennlinie zeigt, einen Anodenstrom, der gerade dem ursprünglichen gleicht. $\mathfrak{J}_{a1}$ und $\mathfrak{E}_{g1}$ sind somit Amplituden einer möglichen stationären Schwingung.

b) Berechnung der Frequenz.

Nunmehr soll mit Hilfe des Prinzips der Phasenbilanz die Abweichung $\delta\,\omega$ der Frequenz ω von der Resonanzfrequenz ω_0 des Arbeitskreises berechnet werden.

Wir nehmen der Einfachheit halber unterspannten[1]) Betrieb an; dann hat der von der Gitterspannung in der Röhre gesteuerte Anodenstrom, unabhängig von der Phase der Anodenspannung, die gleiche Phase wie die Gitterspannung. Es muß sich dann, damit die Phasenbilanz erfüllt ist, die Frequenz ω des Audions so einstellen, daß auch die vom Anodenstrom über Arbeitskreis und Rückkopplung gemeinsam mit der Fernerregung hervorgebrachte gesamte Gitterspannung $\mathfrak{E}_g$ mit dem Anodenstrom in Phase liegt. Wir müssen also für eine beliebige Frequenz ω, resp. für eine beliebige Verstimmung $\delta\,\omega = \omega - \omega_0$ die Phasenverschiebung zwischen dem Anodenstrom und der von diesem Anodenstrom gemeinsam mit der Fernerregung $\delta\,\mathfrak{E}_g$ hervorgebrachten Gitterspannung berechnen, und $\delta\,\omega$ so bestimmen, daß die Phasenverschiebung Null wird. Zur Berechnung dieser Phasenverschiebung steht uns Gleichung (7) zur Verfügung. Wir bringen die komplexe Amplitude auf die Form

$$\mathfrak{E}_g = |\mathfrak{E}_g|\, e^{j\gamma}. \qquad (26)$$

1) Vgl. Elektronenröhren Seite 77.

Für γ erhalten wir dann [1] [2])

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{\delta \mathfrak{E}_g \sin\beta - \dfrac{\mathfrak{J}_a L_{1g}\,\delta\omega}{C R d\left(1+\dfrac{\delta\omega^2}{d^2}\right)}}{\dfrac{\mathfrak{J}_a L_{1g}}{C R\left(1+\dfrac{\delta\omega^2}{d^2}\right)} + \delta\mathfrak{E}_g\cos\beta} \approx \frac{\delta\mathfrak{E}_g\sin\beta - \dfrac{\mathfrak{J}_a L_{1g}\,\delta\omega}{C R d}}{\dfrac{\mathfrak{J}_a L_{1g}}{C R} + \delta\mathfrak{E}_g\cos\beta} \tag{27}$$

Wenn die Phasenverschiebung Null sein soll, muß der Zähler von $\operatorname{tg}\gamma$ verschwinden, wir erhalten als Gleichung für $\delta\omega$:

$$\delta\mathfrak{E}_g\sin\beta - \frac{\mathfrak{J}_a L_{1g}}{C R d}\,\delta\omega = 0 \quad \text{oder} \tag{30}$$

$$\delta\omega = \frac{\delta\mathfrak{E}_g\sin\beta\, C R d}{\mathfrak{J}_a L_{1g}} \quad \text{oder} \tag{31}$$

$$\sin\beta = \frac{\delta\omega\,\mathfrak{J}_a L_{1g}}{\delta\mathfrak{E}_g\, C R d} \tag{32}$$

Die Gleichungen (31) und (32) geben den Zusammenhang zwischen der Phasenverschiebung β vom Anodenstrom gegen die Fernerregung und der Verstimmung $\delta\omega$ des Audions gegen den Sender an.

---

1) Zwischenrechnung.

$$|\mathfrak{E}_g|\, e^{j\gamma} = |\mathfrak{E}_g|\cos\gamma + j\,|\mathfrak{E}_g|\sin\gamma = A + jB; \quad \operatorname{tg}\gamma = \frac{B}{A} \tag{28}$$

Um $\operatorname{tg}\gamma$ zu finden, ist der Ausdruck Gleichung (7) für $\mathfrak{E}_g$ in reellen und imaginären Teil zu zerlegen.

$$\begin{aligned}\mathfrak{E}_g = A + jB &= \frac{\mathfrak{J}_a L_{1g}\left(1 - j\dfrac{\delta\omega}{d}\right)}{C R\left(1+\dfrac{\delta\omega^2}{d^2}\right)} + \delta\mathfrak{E}_g\cos\beta + j\,\delta\mathfrak{E}_g\sin\beta \\ &= \left[\frac{\mathfrak{J}_a L_{1g}}{C R\left(1+\dfrac{\delta\omega^2}{d^2}\right)} + \delta\mathfrak{E}_g\cos\beta\right] + j\left[\delta\mathfrak{E}_g\sin\beta - \frac{\mathfrak{J}_a L_{1g}\dfrac{\delta\omega}{d}}{C R\left(1+\dfrac{\delta\omega^2}{d^2}\right)}\right]\end{aligned} \tag{29}$$

Setzt man in Gleichung (28) die Werte:

$$A = \frac{\mathfrak{J}_a L_{1g}}{C R\left(1+\dfrac{\delta\omega^2}{d^2}\right)} + \delta\mathfrak{E}_g\cos\beta; \quad B = \delta\mathfrak{E}_g\sin\beta - \frac{\mathfrak{J}_a L_{1g}\dfrac{\delta\omega}{d}}{C R\left(1+\dfrac{\delta\omega^2}{d^2}\right)}$$

so erhält man Formel (27).

2) Die Indices 1 neben C und R sind weiterhin weggelassen.

Wird die Verstimmung so weit vergrößert, daß

$$\frac{\delta\,\omega\,\mathfrak{J}_a\,L_{1g}}{\delta\,\mathfrak{E}_g\,C\,R\,d} > 1 \quad \text{oder} \quad \delta\,\omega > \delta\,\omega_0 = \frac{\delta\,\mathfrak{E}_g\,C\,R\,d}{\mathfrak{J}_a\,L_{1g}}, \tag{33}$$

so existiert kein Winkel β mehr, der die Gleichung befriedigt. Physikalisch bedeutet das: Die Annahme, daß die Senderschwingung die Audionschwingung mitnimmt, ist nicht mehr zulässig. Überschreitet $\delta\,\omega$ den Wert $\delta\,\omega_0$, so fallen Sender- und Audionschwingung aus dem Tritt. $\delta\omega_0$ ist die Breite des Mitnahmebereiches.

Da nunmehr $\mathfrak{J}_a$ und β in Abhängigkeit von $\delta\,\omega$ bekannt sind, kann schließlich noch $\delta\,i_a$ als Funktion der Verstimmung berechnet werden: Zur Vereinfachung nehmen wir an, daß der Anodenstrom i_a im Takte der Hochfrequenzschwingung gleich weit über und unter den Wert J_a schwankt, den er für $\mathfrak{E}_g \cos\omega\,t = 0$ annimmt. $\bar{i}_a$ gleicht dann J_a.[1] J_a selbst hängt von der Gittervorspannung E_g ab.

$$\delta\,\bar{i}_a = J_a - J_{a_0} = S_A\,E_g. \tag{34 a}$$

Dabei ist J_{a_0} der Anodenstrom bei erloschener Audionschwingung, S_A die Steilheit der Arbeitskure[2] der Röhre beim Arbeiten auf das Telephon oder das Anodenamperemeter, während hiervor verschieden S_A' die Steilheit der Arbeitskurve beim Arbeiten der Röhren auf den Widerstand $R_a = L/C\,R$ ist, den der Arbeitskreis der Grundschwingung des Anodenstromes entgegensetzt.

Wie auf Seite 258 Zeile 4 auseinandergesetzt, ist $E_g = \mathfrak{E}_g$, die Amplitude $\mathfrak{E}_g$ aber proportional $\mathfrak{J}_a$, (vgl. Formel 7)[3])

$$E_g = \mathfrak{E}_g = \frac{L_{1g}}{C\,R}\,\mathfrak{J}_a + \delta\,\mathfrak{E}_g \cos\beta \approx \frac{L_{1g}}{C\,R}\,\mathfrak{J}_a \approx \frac{\mathfrak{J}_a}{S_A'}\,. \tag{34 b}$$

Durch Einsetzen von Gleichung (34 b) in die Gleichung (34 a) erhält man zur Berechnung der $\delta\,\bar{i}_a \cdot \delta\,\omega$-Kurve schließlich

$$\delta\,\bar{i}_a = \frac{S_A}{S_A'}\,\mathfrak{J}_a\,. \tag{35}$$

1) Bei Berücksichtigung der Kennlinienkrümmung würde zu dem in Gleichung (34 a) berechneten $\delta\,\bar{i}_a$ noch ein Gleichrichtereffekt treten, der leicht nach Gleichung (55) berechnet werden könnte.

2) Vgl. „Elektronenröhren" S. 27.

3) Daß bei loser Rückkoppelung $\frac{L_{1g}}{C\,R}$ nur wenig größer als $1/S_A'$ ist, wurde in den Elektronenröhren S. 88 abgeleitet.



Zahlenbeispiel.

Um qualitativ den Verlauf von δi_a in Abhängigkeit von der Verstimmung $\delta\omega$ zu übersehen, genügt es, die $\mathfrak{J}_a(\delta\omega)$-Kurve zu konstruieren, da nach Gleichung (34a und b) $\mathfrak{J}_a$ und δi_a angenähert proportional sind. Diese Konstruktion ist in Figur 5 durchgeführt.

Die Schwingkennlinie in Figur 5 ist nach Formel (25) berechnet. Um die geringe Krümmung der Schwingkennlinie klar hervortreten zu lassen, wurde der Maßstab der als Abszisse aufgetragenen Gitterspannung sehr groß gewählt und zugleich die Ordinaten nach links geneigt, da sonst die Figur zu lang gestreckt worden wäre. Die Neigung der Ordinate ist so bemessen, daß die Gerade

$$\mathfrak{J}_a = \alpha S \mathfrak{E}_g$$

senkrecht zu stehen kommt.

Dem Beispiel sind die Werte

$$\left.\begin{array}{c} S = 2\cdot 10^{-4}\,\frac{A}{V}; \quad S_3 = 10^{-6}\,\frac{A}{V^3}; \quad E_{g_0} = 0; \quad R_a S D = 1, \\ \text{und } \delta\mathfrak{E}_g = \frac{1}{100}\,\text{Volt} \end{array}\right\} \quad (36)$$

zu Grunde gelegt, die etwa für die Verhältnisse bei den späteren Messungen gelten.

Zunächst sind in Fig. 5 für verschiedene β-Werte ($\beta = 0^0$, 30^0, 60^0 etc.) die Fernerregungskomponenten $\delta\mathfrak{E}_g \cos\beta$ auf der Abszisse abgetragen, die Rückkopplungsgeraden gezogen, in Figur 5 die die $\mathfrak{J}_a$-Werte abgegriffen und in Figur 6 die $\mathfrak{J}_a$-Werte als Funktion von β zusammengestellt.

Um den Gang der Konstruktion bequemer verfolgen zu können, sind in den Fig. 5, 6 und 7 die zu gleichen β-Werten gehörenden Punkte mit gleichen Nummern (1—10) bezeichnet.

Dann sind nach Formel (31) die $\delta\omega$-Werte berechnet und in Fig. 7 β und $\mathfrak{J}_a$ resp. $-\delta i_a = \delta\mathfrak{J}_a$ als Funktion von $\delta\omega$ aufgetragen. Zur Berechnung von $\delta\omega$ muß noch d bekannt sein. Die Dämpfung des Arbeitskreises einschließlich des Gitterkreises wurde für das durchgeführte Zahlenbeispiel zu 0,05 angenommen. Da bei den Versuchen die Wellenlänge ca. 1500 m, die Frequenz ν also $2\cdot 10^5$ 1/sec. war, erhält d den Wert 10^4 1/sec.

Der Mitnehmebereich $\delta\omega_0$ berechnet sich dann, da

$$\frac{CR}{L_{1g}} \approx S_A = 10^{-4}\,\frac{A}{V}$$

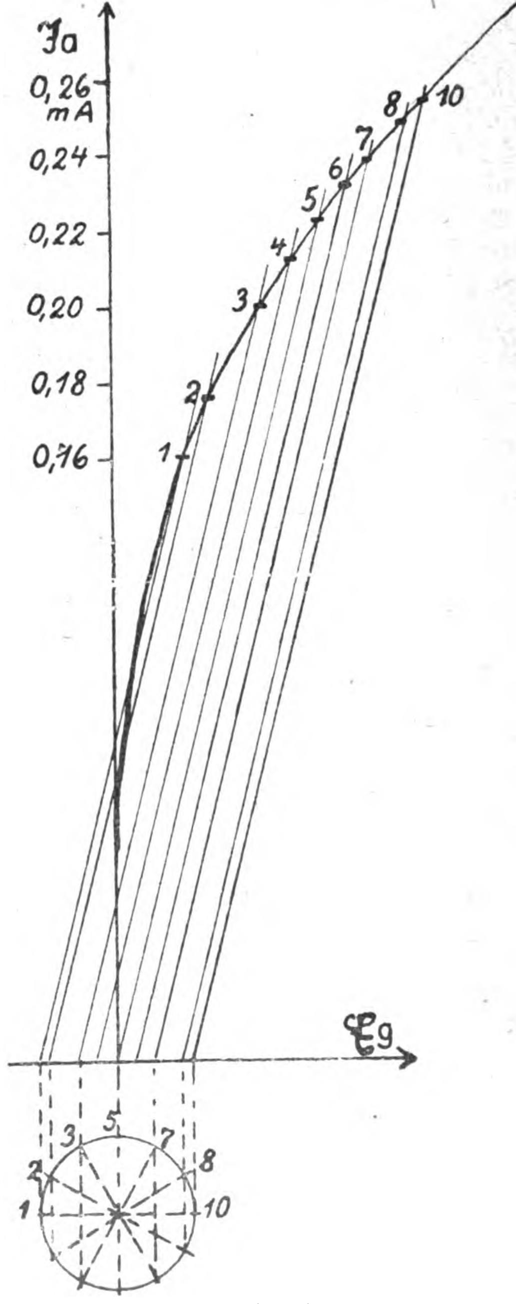


Fig. 5.

ist, zu

$$\delta \omega_0 = \frac{\delta \mathfrak{E}_g S_A d}{\mathfrak{J}_a} = \frac{0{,}01 \cdot 10^{-4} \cdot 10^4}{0{,}2 \cdot 10^{-3}} \approx 50 \text{ Schwingungen pro sec.}$$

Experimentelle Prüfung der bisherigen Aussagen.

1. Die $\delta \bar{i}_a$ - $\delta \omega$ - Kurve.

Die am Ende des vorigen Abschnittes berechnete $\delta \bar{i}_a$-$\delta \omega$-Kurve kann leicht experimentell aufgenommen werden, eignet sich also besonders zum Vergleich zwischen Theorie und Experiment. Die Ausführung der Messungen war folgende:

In einer Entfernung von etwa 1 m vom Audion wurde ein Röhrensender (Pohlscher Überlagerer mit 2 kleinen Telefunken-Ver-

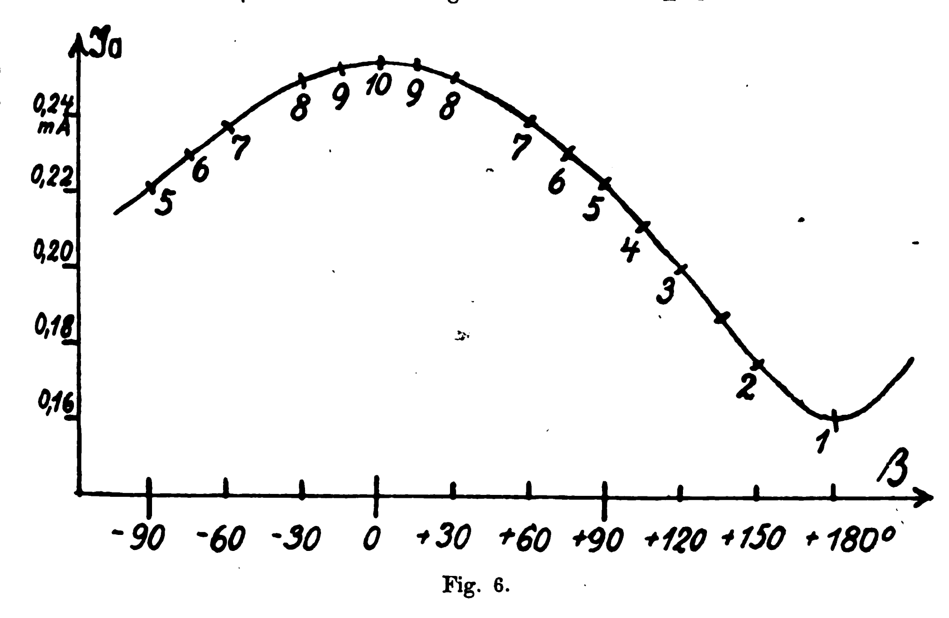


Fig. 6.

stärkerröhren) aufgestellt. Dieser lieferte die Fernerregung $\delta \mathfrak{E}_g$. Hierzu genügte die bei dieser Entfernung vorhandene Kopplung zwischen den Schwingungskreisspulen des Überlagerers und des Audions. Die Einstellung des Audions blieb erhalten. Bei einer Verstimmung des Audions würde sich auch die Steilheit der Rückkopplungsgeraden $\operatorname{arc\,cot} \frac{L_{1g}}{CR}$ verändert haben, was die Erscheinungen unnötig kompliziert hätte. Die Frequenz des Senders wurde mit einem Feinabstimm-

kondensator verändert. $\delta\omega$ ist dann proportional δC, der Stellung des Feinkondensators. $\bar{i}_a$ wurde mit einem Galvanometer, das in den Anodenkreis eingeschaltet war (m A; Fig. 1) in Abhängigkeit von δC

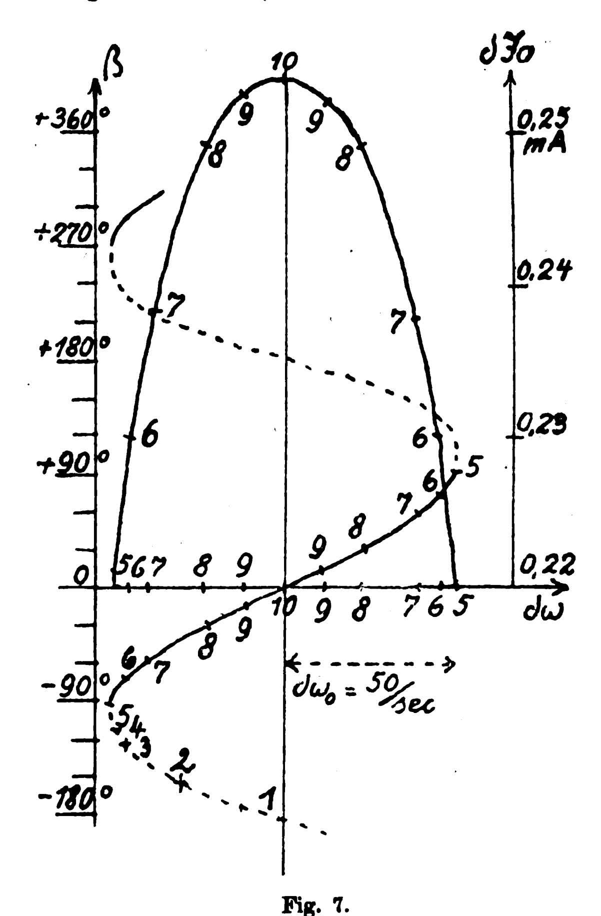


Fig. 7.

beobachtet. Der Nebenschluß des Galvanometers war so gewählt, daß ein Skalenteil etwa $\frac{1}{100}$ m A entsprach.

Um zu prüfen, ob die Gittervorspannung am Potentiameter P so eingestellt war, daß man in der Kennlinienformel $E_{g_0} = 0$ setzen darf, wären sehr genaue Kennlinienmessungen nötig gewesen. Um diese zu umgehen, wurde beobachtet, ob die Schwingungen beim Fester-

stellen der Rückkopplung stetig einsetzen oder anspringen. Letzteres findet statt, wenn E_{g_0} positiv ist.[1]) Es wurde das Gitterpotentiometer P (Fig. 1) so eingestellt, daß die Schwingungen eben gerade noch nicht ansprangen.

Das Ergebnis der Messungen ist in Figur 8 dargestellt. In diesem Diagramme sind die δC-Werte als Abszissen, die $\bar{i}_a$-Werte als Ordinaten aufgetragen. Die Übereinstimmung der berechneten Figur 7 und der gemessenen Fig. 8 ist unverkennbar.

2. Der Mitnahmebereich $\delta \omega_0$.

Wie Formel (33) zeigt, muß der Mitnahmebereich $\delta \omega_0$ um so kleiner werden, je fester die Rückkopplung L_{1g} ist, denn L_{1g} und namentlich die Anodenstromamplitude $\mathfrak{J}_a$, die mit L_{1g} sehr stark ansteigt, stehen im Nenner.

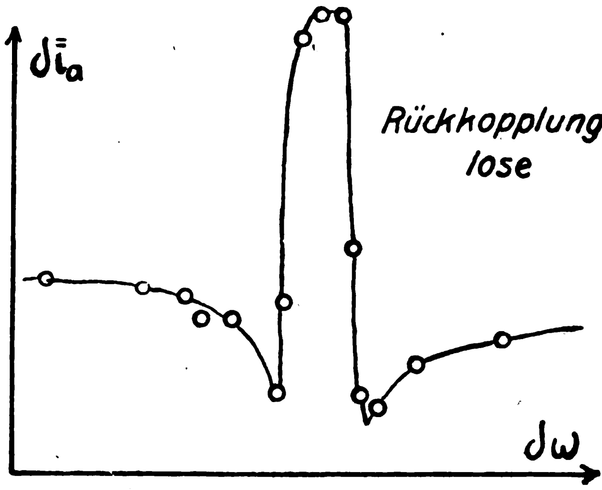


Fig. 8.

Auch diese Folgerung der Theorie wird vom Experiment durchaus bestätigt, wie der Vergleich der Fig. 8 und 9 zeigt; die Versuchsbedingungen unterscheiden sich nur dadurch, daß bei der Aufnahme der Fig. 9 die Rückkopplungsspule um 1,4 mm tiefer in die Schwingungskreisspule hereingeschoben war.

1) Vgl. „Elektronenröhen“ S. 88.

3. Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der Rückkopplung.

In Fig. 10a sind für 5 verschiedene Rückkopplungsfestigkeiten, die den $\delta \bar{i}_a$ proportionalen $\delta \mathfrak{J}_a$-Werte konstruiert werden. Die 5 Rückkopplungen unterscheiden sich um je $1^0/_0$. Die Schwingkennlinie ist dieselbe wie in Fig. 5, ebenso ist wieder eine Fernerregung $\delta \mathfrak{E}_g$ von

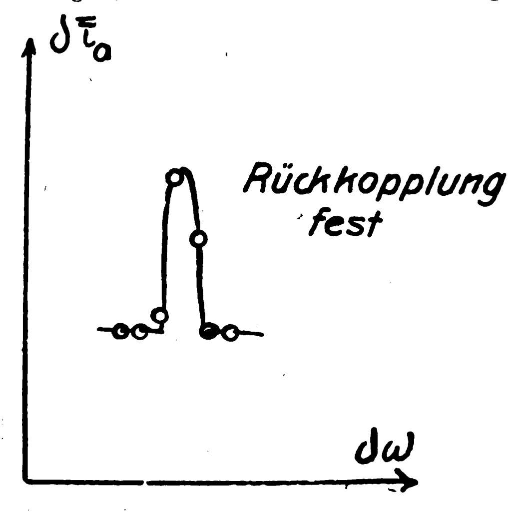


Fig. 9.

1/100 Volt zu Grunde gelegt. Das Resultat der Konstruktion ist in Fig. 10b zusammengestellt. Es ergibt sich, daß die Empfindlichkeit mit zunehmender Festigkeit der Rückkopplung stark abnimmt.

Auch diese Folgerung der Theorie wird durchaus durch das Experiment bestätigt, wie der Vergleich der Maximalausschläge des Anodenstrommessers in Fig. 8 und 9 zeigt.

Stabilitätsüberlegungen.

Das theoretisch berechnete punktierte Kurvenstück (Fig. 7) ist experimentell nicht realisierbar. Um das zu erklären, bedarf die Theorie noch folgender Erweiterung: Die Amplituden- und Phasenbilanz kennzeichen „mögliche“ stationäre Schwingungszustände, ohne zunächst über deren Stabilität etwas auszusagen. Es liegt deshalb die Vermutung nahe, daß die punktierten Kurvenstücke instabile Schwingungszustände darstellen und daß sie deswegen experimentell nicht hergestellt werden konnten.

Um diese Vermutung zu prüfen, muß die Stabilität der einzelnen Kurvenstücke diskutiert werden: Zu diesem Zwecke denken wir uns

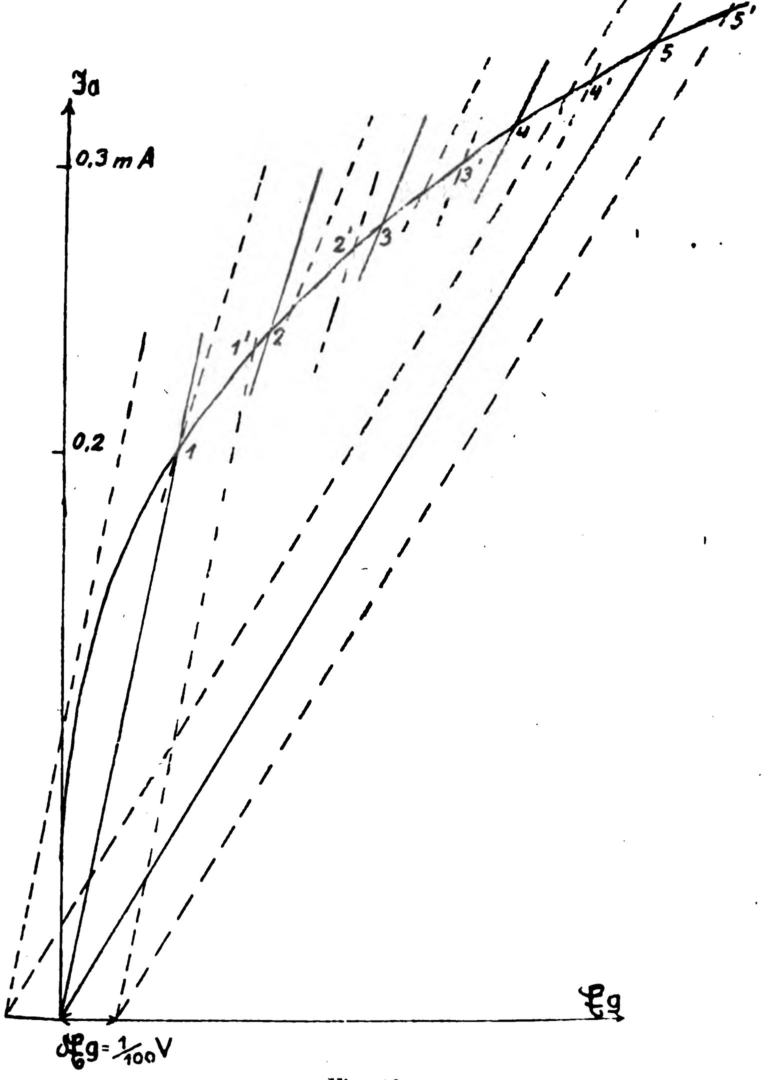


Fig 10a.

den stationären Schwingungszustand gestört und untersuchen, ob sich nach der Störung der alte Schwingungszustand wieder einstellt, oder

ob sich die Störung weiter vergrößert. Im ersteren Falle würde die Schwingung stabil sein. Als Störung wählen wir eine Vergrößerung der Phasenverschiebung β zwischen der Audionschwingung $\mathfrak{J}_a$ und der Fernerregung $\delta \mathfrak{E}_g$ um $\delta \beta$; diese Vergrößerung bewirkt, daß $\delta \mathfrak{E}_g$ stärker voreilt, bzw. weniger nacheilt, als im stationären Zustande.

Auf dem ausgezogenen Kurvenstück (Fig. 7) laufen β und $\delta \omega$ konform. Die Audionfrequenz erhöht sich, wenn β vergrößert wird.

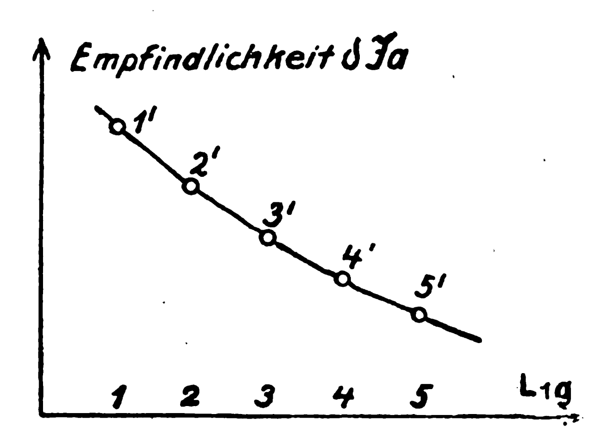


Fig. 10b.

Die Audionschwingung holt also die Senderschwingung wieder ein; die durch das ausgezogene Stück dargestellten Schwingungszustände sind stabil.

Auf den punktierten Kurvenstücken sinkt $\delta \omega$, wenn β steigt. Das Audion läuft langsamer, statt die Senderschwingung wieder einzuholen. Die Phasenverschiebung β steigt im Sinne der Störung weiter. Diese Kurvenstücke enthalten instabile Schwingungszustände.

Daß die punktierten Kurvenstücke experimentell nicht gefunden werden konnten, ist somit theoretisch durch eine Stabilitätsüberlegung abgeleitet.

Diskussion der an den Mitnahmebereich anschließenden Kurvenstücke.

Auffällig ist das Absinken der $\delta \overline{\overline{i}}_a \cdot \delta \omega$-Kurven rechts und links des Mitnahmebereiches. (Vgl. Fig. 8, 12, 13). Der Verlauf dieser Anschlußstücke scheint allerdings auf den ersten Blick nebensächlicher Natur zu sein. Da er aber eine wesentliche Bedeutung sowohl für

die Störfreiheit des Gleichstromempfanges als auch für die Theorie des Schwebungsempfanges mit dem Schwingaudion hat, sollen diese Anschlußstücke noch diskutiert werden, zumal dabei eine methodisch ganz interessante Anwendung der Schwingkennlinien auf an- und abklingende Schwingungen dargestellt werden kann.

Das in den Anodenkreis eingeschaltete Milliamperemeter zeigt den Mittelwert $\bar{\bar{i}}_a$ des mittleren Anodenstromes $\bar{i}_a$ an, der im Takte des Schwebungstones auf- und niederschwankt. $\bar{\bar{i}}_a$ berechnet sich zu

$$\bar{\bar{i}}_a = \frac{1}{T}\int\limits_0^T \bar{i}_a \, d t \tag{37}$$

wobei T die Dauer einer Schwebung ist.

Wie bereits benutzt, ist[1])

$$-\delta \bar{\bar{i}}_a \sim \Delta \mathfrak{E}_g \sim \delta \mathfrak{J}_a \tag{38}$$

Die Veränderung des Ausschlages des Anodenstrommessers gegen den Ruhestrom $\bar{i}_{a_0}$ ist also

$$-\delta \bar{\bar{i}}_a = \frac{1}{T}\int\limits_0^T (\bar{i}_a - \bar{i}_{a_0}) \, d t \approx \frac{1}{T}\int\limits_0^T (\mathfrak{J}_a - \mathfrak{J}_{a_0}) \, d t . \tag{39}$$

Nun schwankt $\bar{i}_a$ über und unter $\bar{i}_{a0}$ und wegen der Krümmung der Charakteristik stärker über wie unter $\bar{i}_{a0}$. Infolgedessen ist $\bar{\bar{i}}_a$ größer wie $\bar{i}_{a0}$ und zwar umso größer, je größer die Schwankung $\bar{\bar{i}}_a - \bar{i}_{a0}$ ist. Diese Schwankung wächst nun aber mit der Schwankung der Anodenstromamplitude und diese wieder mit abnehmender Tonfrequenz Ω. Es muß also in der Nähe des Mitnahmebereiches ein Ansteigen des Mittelwertes des mittlereren Anodenstromes $\bar{\bar{i}}_a$ stattfinden.

Um diesen zu berechnen, muß zunächst der zeitliche Verlauf von $\mathfrak{J}_a$ ermittelt und dann das Integral ausgerechnet werden:

Während einer Schwebung ändert sich β proportional mit der Zeit um 2π.

$$\beta = \Omega t , \tag{40}$$

wobei Ω die Kreisfrequenz des Schwebungstones ist. Der zeitliche Verlauf von $\delta \mathfrak{E}_g \cos \beta$ ist also bekannt.

$$\delta \mathfrak{E}_g \cos \beta = \delta \mathfrak{E}_g \cos \Omega t . \tag{41}$$

1) Vgl. S. 258.

Wenn Ω sehr klein ist, so wird sich jederzeit der stationäre Schwingungszustand mit hinreichender Genauigkeit eingestellt haben. Die $\mathfrak{J}_a(t)$ Kurve kann in derselben Weise wie die $\mathfrak{J}_a(\beta)$ Kurve auf S. 273 Fig. 6 konstruiert werden. Für höhere Schwebungstöne wird aber der stationäre Zustand während einer Schwebung auch nicht annähernd erreicht; um zu ermitteln, wie weit die Audionschwingungsamplitude der zeitlich schwankenden Amplitude der Fernerregung $\delta \mathfrak{E}_g \cos \Omega t$ folgt, muß zunächst die Aufschaukelgeschwindigkeit δ

$$\delta = \frac{d \mathfrak{J}_a}{\mathfrak{J}_a \, d t} \tag{42}$$

ermittelt werden. Das Verfahren hierzu wurde auf S. 90 der „Elektronenröhren" dargestellt: Zur Ermittlung der Dämpfung resp. Anklinggeschwindigkeit δ wurde dort die Abhängigkeit des Anodenwiderstandes R_a und der Steilheit $\operatorname{tg} \alpha$ der Rückkopplungsgeraden von δ benutzt. Im Allgemeinen gilt

$$R_a' = \frac{1}{2\, C(\delta + \delta_r)}, \tag{43}$$

während für ungedämpfte Schwingungen speziell

$$R_a = \frac{1}{2\, C\, \delta_r} = \frac{L}{C R}. \tag{44}$$

ist. Dabei ist δ_r die Eigendämpfung des Arbeitskreises. Entsprechend ist $\operatorname{tg} \alpha$ im allgemeinen

$$\operatorname{tg} \alpha' = 2\, C(\delta + \delta_r) \frac{L_1}{L_{1g}} \tag{45}$$

und speziell für ungedämpfte Schwingungen

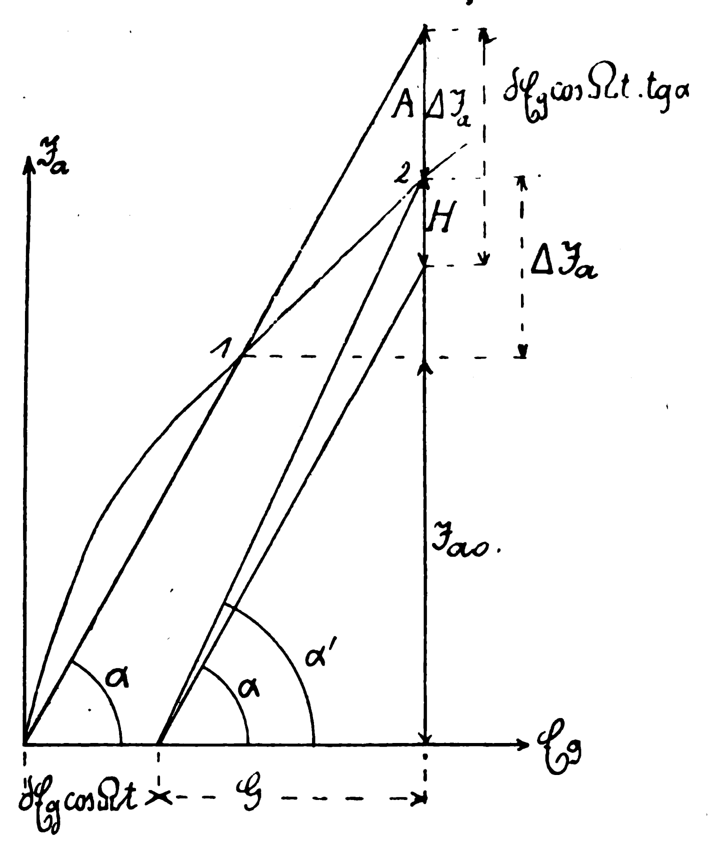
$$\operatorname{tg} \alpha = 2\, C\, \delta_r \frac{L_1}{L_{1g}} = \frac{C R}{L_{1g}}. \tag{46}$$

δ läßt sich dann leicht berechnen, wenn man sowohl für den stationären Zustand $\operatorname{tg} \alpha$ als auch für den betreffenden an- oder abklingenden Schwingungszustand $\operatorname{tg} \alpha'$ kennt.

$$\delta = \frac{\operatorname{tg} \alpha' - \operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \alpha} \delta_r. \tag{47}$$

Wir wollen nun der Einfachheit halber annehmen, die Schwingkennlinie sei in dem kleinen Bereiche, in dem die Anodenstromamplitude während einer Schwebung hin- und herschwankt, gradlinig, und der Betrieb soweit unterspannt, daß die Schwingkennlinie sich mit R_a

praktisch nicht ändert. Wir können sie dann im Schwingkennliniendiagramm Fig. 11 durch die Gerade 1, 2 darstellen. Ferner sei J_{a_0} die Ruheamplitude des Anodenstromes, $\delta \mathfrak{E}_g \cos \Omega t$ der momentan



Eig. 11.

mit dem lokalerregten Teil der Gitterspannung in Phase liegende Teil der Fernerregung und

$$\mathfrak{J}_a = \mathfrak{J}_{a_0} + \varDelta \mathfrak{J}_a \tag{48}$$

die momentan erreichte Anodenstromamplitude. Die beiden Stücke $A \varDelta \mathfrak{J}_a$ und $\varDelta \mathfrak{J}_a$ stehen in dem konstanten Verhältnis A, so lange man die Schwingkennlinie als gradlinig annehmen darf. A hängt von der Steilheit der Rückkopplungsgeraden im stationären Zustand $\operatorname{tg} \alpha$ und von der Steilheit der Schwingkennlinie $\operatorname{tg} \beta$ ab.

$$A = \frac{\operatorname{tg}\alpha - \operatorname{tg}\beta}{\operatorname{tg}\alpha}. \tag{49}$$

A wird um so kleiner, je kleiner der Schnittwinkel der Schwingkennlinie mit der Rückkopplungsgeraden wird.

Der Wert für $\operatorname{tg}\alpha' - \operatorname{tg}\alpha$ ist aus der Figur ohne weiteres abzulesen. Er beträgt H/G; für δ folgt dann:

$$\delta = \delta_r \frac{\operatorname{tg}\alpha' - \operatorname{tg}\alpha}{\operatorname{tg}\alpha} = \frac{\dfrac{\delta\mathfrak{E}_g \cos\Omega t \operatorname{tg}\alpha - A\,\varDelta\mathfrak{J}_a}{G}}{\dfrac{\mathfrak{J}_a}{G}}\,\delta_r = \frac{\delta\mathfrak{E}_g \cos\Omega t \operatorname{tg}\alpha - A\,\varDelta\mathfrak{J}_a}{\mathfrak{J}_a}\,\delta_r \tag{50}$$

Setzt man

$$\delta = \frac{d\,\mathfrak{J}_a}{\mathfrak{J}_a\,dt} = \frac{d\,\varDelta\mathfrak{J}_a}{\mathfrak{J}_a\,dt} \tag{51}$$

ein, und kürzt man dann im Nenner $\mathfrak{J}_a$, so erhält man für $\varDelta\mathfrak{J}_a$ die Differentialgleichung:

$$\frac{d\,\varDelta\mathfrak{J}_a}{dt} = \delta\mathfrak{E}_g \cos\Omega t \operatorname{tg}\alpha\,\delta_r - A\,\delta_r\,\varDelta\mathfrak{J}_a \tag{52}$$

deren Lösung:

$$|\varDelta\mathfrak{J}_a| = \frac{|\delta\mathfrak{E}_g| \operatorname{tg}\alpha\,\delta_r}{\sqrt{\Omega^2 + (A\,\delta_r)^2}} \tag{53}$$

lautet; dabei soll unter $|\varDelta\mathfrak{J}_a|$ die Amplitude der Schwankung von $\varDelta\mathfrak{J}_a$ verstanden werden.

Wir erhalten das Resultat: Die Amplitude $|\varDelta\mathfrak{J}_a|$ der Schwankung der Anodenstromamplitude, die der Empfindlichkeit $\delta\overline{\overline{i}}_a$ des Empfanges proportional ist, wird um so kleiner, je größer die Schwebungstonfrequenz Ω wird. Die Abnahme der Amplitude $|\varDelta\mathfrak{J}_a|$ mit Ω wird sich bei um so niedrigeren Tönen bemerkbar machen, je kleiner A ist, oder je flacher sich Schwingkennlinie und Rückkopplungsgerade schneiden, oder physikalisch gesprochen: je empfindlicher das Audion eingestellt ist.

Damit ist die zeitliche Veränderung von $\varDelta\mathfrak{J}_a$ mit Ω resp. $\delta\omega$ ermittelt[1]), es erübrigt nur noch das Integral

1) Die Schwebungstonfrequenz Ω gleicht der Differenz der Frequenzen der beiden schwebenden Schwingungen, der Senderfrequenz ω und der Audionfrequenz ω_0.

$$\delta \overline{i_a} = \frac{1}{T}\int_0^T (\mathfrak{J}_a - \mathfrak{J}_{a_0})\,dt = \frac{1}{T}\int_0^T \varDelta \mathfrak{J}_a\,dt \tag{54}$$

auszuwerten. Hierzu benutzen wir das S. 130 der „Elektronenröhren" abgeleitete Resultat:

$$\delta \overline{i_a} = \frac{\partial S_A}{\partial \mathfrak{E}_g} \frac{\varDelta \mathfrak{E}_g^{\,2}}{4}. \tag{55}$$

Wir müssen jetzt die vereinfachte Annahme einer geraden Schwingkennlinie aufgeben. $\partial S_A/\partial \mathfrak{E}_g$ bedeutet die Krümmung der Schwingkennlinie im Punkt 1. Die Gitterspannungsschwankung $\varDelta \mathfrak{E}_g$ ist leicht aus $\varDelta \mathfrak{J}_a$ zu berechnen

$$\varDelta \mathfrak{E}_g = \frac{\varDelta \mathfrak{J}_a}{\operatorname{tg} \alpha'} \approx \frac{\varDelta \mathfrak{J}_a}{\operatorname{tg} \alpha}. \tag{55}$$

Setzt man die Werte für $\varDelta \mathfrak{E}_g$ und $\varDelta \mathfrak{J}_a$ in Gleichung (55) ein, so erhält man

$$\delta \overline{\overline{i_a}} = \frac{\partial S_A}{4\,\partial \mathfrak{E}_g} \frac{|\delta \mathfrak{E}_g|^2 \delta_r^{\,2}}{(\Omega^2 + A^2 \delta_r^{\,2})} \tag{57}$$

als Formel für die Anschlußstücke der $\delta \overline{i_a}$-$\delta\omega$-Kurve.

Experimentelle Prüfungen der Theorie der Anschlußstücke.

Um das theoretische Ergebnis zu prüfen, sei den experimentell aufgenommenen Kurven Fig. 8, 12 und 13 die theoretisch berechnete Kurve Fig. 14 gegenübergestellt. Der Zahlenrechnung sind die Werte:

$$\frac{|\delta \mathfrak{E}_g|^2}{4} \frac{\partial S_A}{\partial \mathfrak{E}_g} \delta_r^{\,2} = 0{,}1 \text{ Amp.}$$
$$\delta\omega_0 = 30/\text{sec. und } A^2 \delta_r^{\,2} = 1000$$

zu Grunde gelegt. Die qualitative Übereinstimmung beider Kurven ist augenscheinlich.

Weiterhin sagt Formel (57) aus: $\delta \overline{i_a}$ sowie der Einfluß der Tonfrequenz Ω auf den Ausschlag des Anodenamperemeters wird stark verringert, wenn man A vergrößert. Das kann experimentell durch Festerstellen der Rückkopplung geschehen, wie ein Blick auf die Schwingkennlinie in Fig. 5 lehrt: A oder der Schnittwinkel zwischen Rückkopplungsgerade und Schwingkennlinie steigt sehr stark an, wenn man auf der Schwingkennlinie weiter nach rechts rückt. Eine einfache

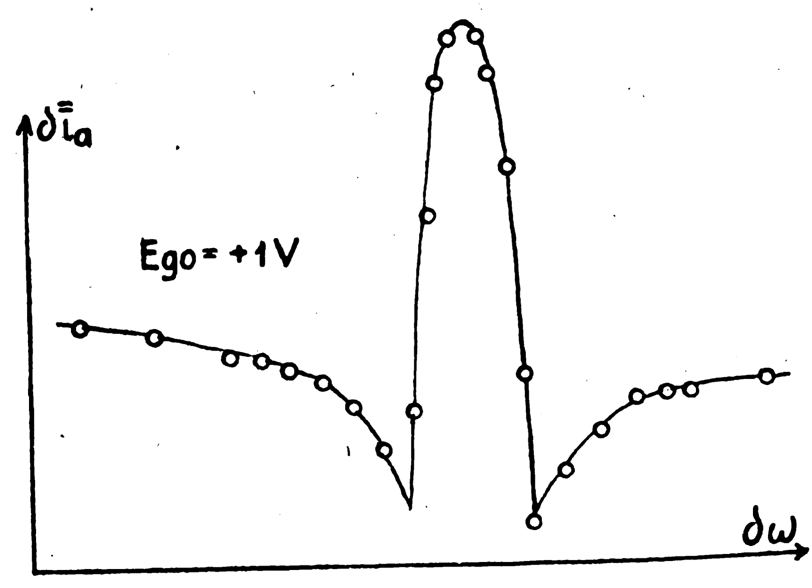


Fig. 12.

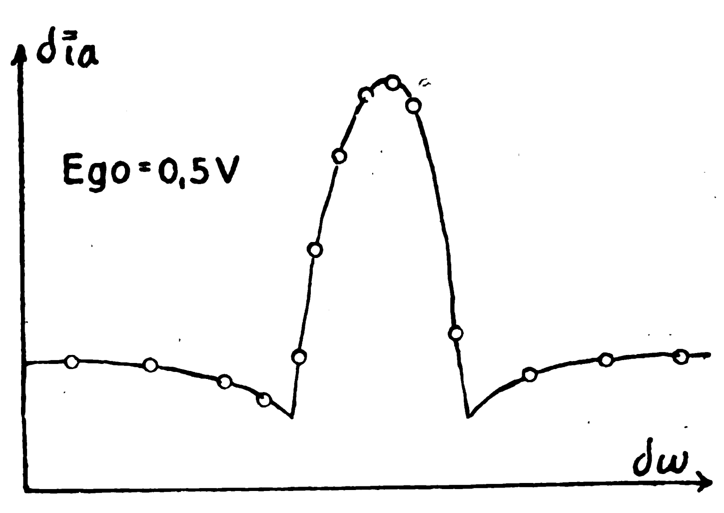
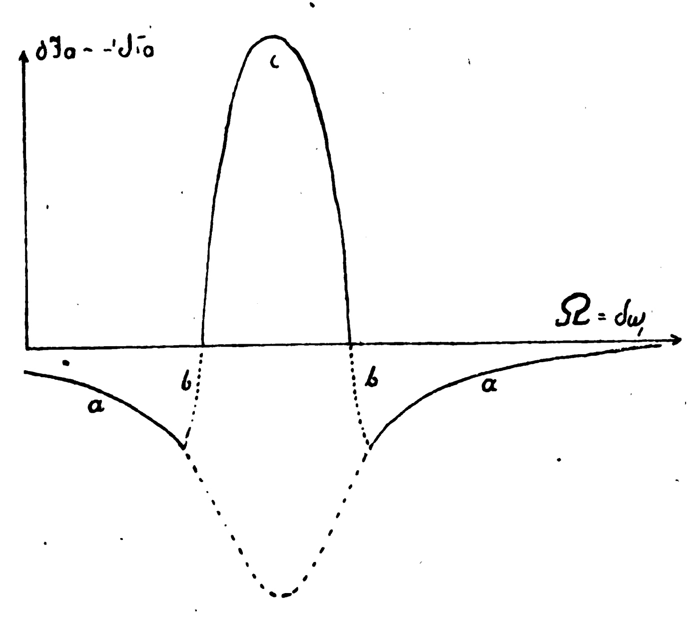


Fig. 13.

Rechnung[1]) ergibt, daß $A^2 \delta_r^2$ proportional der 4. Potenz der Ruheamplitude $\mathfrak{E}_{g_0}$ wächst. Da außer dem auch $\partial S_A / \partial \mathfrak{E}_g$ mit $\mathfrak{E}_{g_0}$ abnimmt, müssen sich die Anschlußstücke immer mehr der Geraden $\delta \bar{i}_a = 0$ nähern, wenn man die Rückkopplung vergrößert.



a reine Schwebungen
b gestörte Schwebungen
c Mitnahmebereich

Fig. 14.

Auch diese Folgerung der Theorie bestätigt sich durchaus, wie der Vergleich der experimentell aufgenommenen Kurven 8 und 9 zeigt.

---

1)
$$\operatorname{tg} \beta = \frac{\partial \mathfrak{J}_a}{\partial \mathfrak{E}_g} = S\alpha - \frac{3}{8} S_3 \left(\alpha^3 + \frac{4}{3}\alpha\right) \mathfrak{E}_g^2 \tag{58}$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\mathfrak{J}_a}{\mathfrak{E}_g} = S\alpha - \frac{1}{8} S_3 \left(\alpha^3 + \frac{4}{3}\alpha\right) \mathfrak{E}_g^2 \tag{59}$$

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha - \operatorname{tg} \beta}{\operatorname{tg} \alpha} = A = \frac{1/4\, S_3 (\alpha^3 + \frac{4}{3}\alpha)}{\alpha S} \mathfrak{E}_g^2 . \tag{60}$$

Störfreiheit des Empfanges und Verlauf der Anschlußstücke.

Vollkommen störungsfrei wird der Empfang mit dem Schwingaudion erst dann sein, wenn sich $\overline{\overline{i}}_a$ nicht ändert, wenn eine Fernerregung $\delta \mathfrak{E}_g \cos \omega t$ eintrifft, deren Frequenz ω außerhalb des Mitnahmebereiches liegt. Unveränderlichkeit von $\overline{\overline{i}}_a$ ist aber gleichbedeutend mit der Bedingung

$$\delta \overline{\overline{i}}_a = 0 .$$

Um Störfreiheit zu erzielen, muß man also die Rückkopplung fest einstellen. Stellt man die Rückkopplung so lose ein, daß die Lokalschwingungen noch nicht einsetzen, so wird man einen störungsfreien Empfang nie erhalten können.

Störfreiheit ist nur mit dem neuen Gleichstromempfang innerhalb des Mitnahmebereiches möglich.

Ausblick auf die Theorie des Schwebungsempfanges mit dem Schwingaudion.

Die Verhältnisse beim Schwebungsempfang mit dem Schwingaudion sind wesentlich verwickelter als bei dem geschilderten Gleichstromempfang. Um sie zu überblicken, kann man von 2 Grenzfällen ausgehen. Der eine Grenzfall ist realisiert, wenn die Schwebungstonhöhe sehr niedrig resp. $A\,\delta_r$ sehr hoch ist. Man kann dann annehmen, daß jederzeit der stationäre Schwingungszustand hinreichend genau erreicht wird. $\mathfrak{J}_a$, $\mathfrak{E}_g$ und $\delta \overline{\overline{i}}_a$ können in derselben Weise berechnet werden, als wenn $\beta = \Omega t$ zeitlich konstant wäre. Diese vereinfachende Annahme liegt auch der in den „Elektronenröhren" niedergelegten Theorie des Schwingaudionempfanges zu Grunde.

Im anderen Grenzfalle spielt Ω eine wesentliche Rolle. Man wird dann von der Differentialgleichung (52) ausgehen müssen und eventuell eine Lösung für ein von $\Delta \mathfrak{J}_a$ abhängiges A suchen müssen.

Die dargelegte Theorie des Empfanges innerhalb des Mitnahmebereiches und in der Nähe des Mitnahmebereiches scheint mir somit zwei geeignete Ausgangspunkte für eine Theorie des Schwebungsempfanges mit dem Schwingaudion zu liefern.

Zusammenfassung.

Bei hinreichend feiner Abstimmung eines Schwingaudions auf die zu empfangende Welle beobachtet man ein Aussetzen der Schwebungen und gleichzeitig ein starkes Ansteigen der Audionschwingung.

Audion- und Senderschwingung sind innerhalb eines bestimmten Frequenzbereiches kohärent.

Es wird direkt experimentell gezeigt, daß in diesem Bereiche der Sender allein die Frequenz der Audionschwingung bestimmt, oder die Audionschwingung „mitnimmt".

Der „Gleichstromempfang innerhalb des Mitnahmebereiches" wird weder von ungedämpften Sendern gestört, deren Frequenz außerhalb des Mitnahmebereiches liegt, noch von gedämpften Sendern beeinflußt, auch wenn diese genau abgestimmt sind.

Diese Störfreiheit gründet sich darauf, daß man mit einem Gleichstrominstrument empfängt, das Stromschwankungen von Tonfrequenz nicht zu folgen vermag, und darauf, daß der zeitliche Mittelwert des mittleren Anodenstromes dem „mittleren Ruheanodenstrom" gleicht.

Die Abhängigkeit der Phasenverschiebung zwischen Sender- und Audionschwingung und des Ausschlages des Anodenstrommessers von der Verstimmung zwischen Sender und Audion werden theoretisch ermittelt und die Ergebnisse der Theorie experimentell bestätigt. Insbesondere wird die Breite des Mitnahmebereiches und die Empfindlichkeit in Abhängigkeit von der Rückkopplung berechnet und gemessen.

Ein Teil der theoretisch berechneten Kurve, der experimentell nicht realisiert werden konnte, erwies sich als instabil.

Die an den Mitnahmebereich sich rechts und links anschließenden Stücke der $\delta \overline{\overline{i}}_a$-$\delta\, \omega$-Kurve wurden berechnet und in Übereinstimmung mit den Messungen gefunden. Für die Berechnung dieser Anschlußstücke ist es wesentlich, daß die Schwebungsdauer zur Einstellung der Amplitude der Audionschwingung in den stationären Schwingungszustand nicht ausreicht. Insbesondere ergibt die Theorie in Übereinstimmung mit den Messungen: Die Anschlußstücke liegen um so wagerechter, je fester die Rückkopplung ist.

Die Störfreiheit ist um so vollkommener, je mehr sich die Anschlußstücke der horizontalen Geraden: $\delta \overline{\overline{i}}_a = 0$ nähern.

Als praktische Regeln für die Einstellung der Rückkopplung ergibt sich:

Suchstellung: Wünscht man den Gleichstromempfang empfindlich und den Mitnahmebereich breit zu haben, so lockere man die Rückkopplung bis an die Grenze des Aussetzens der Schwingungen.

Störbefreiung: Wünscht man hingegen den Mitnahmebereich schmal und die Störbefreiung vollkommen, so stelle man die Rückkopplung fest ein.

Physikalisches Institut der Hamburgischen Universität, im Aug. 1920.



Über den Gitterstrom von Verstärkerröhren.

Mitteilung aus den Laboratorien der Inspektion des Torpedowesens in Kiel.

Von K. **Mühlbrett.**

1. Der Elektronenstrom.

Eine oberflächliche Betrachtung der Vorgänge in einer Verstärkerröhre läßt erwarten, daß von der Kathode keine Elektronen zum Gitter übertreten, wenn dieses negativ geladen ist gegen das negative Ende der Kathode. Die Elektronen sind ja die kleinsten Teilchen negativer Ladung, und nach dem Satz von der Abstoßung gleichnamiger Pole werden sie das Gitter nicht erreichen können. Diese Auffassuing nimmt keine Rücksicht darauf, daß die Elektronen mit einer gewssen Geschwindigkeit die glühende Elektrode verlassen und infolge ihrer kinetischen Energie in der Lage sind, abstoßende Kräfte zu überwinden. An experimentell aufgenommenen Kurven, wie sie z. B. in einer Arbeit von Vallauri[1]) enthalten sind, sieht man, daß der Gitterstrom I_g bei der Gitterspannung $P_g = 0$ noch die Größenordnung von 1 Mikroampere hat und erst bei $P_g = -2$ Volt unmeßbar klein wird.

Im Innern der Glühelektrode haben die Elektronen alle denkbaren Geschwindigkeiten zwischen $-\infty$ und $+\infty$. Alle die Elektronen, deren Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Metalloberfläche einen bestimmten Mindestbetrag überschreitet, verlassen das Metall und treten in die Umgebung aus. Hier sollen sie zunächst nur ein von der Gitterladung herrührendes Feld vorfinden, während die Anode dauernd die Spannung null gegen den negativsten Punkt des Glühfadens haben soll. So lange das Gitter ungeladen ist, können alle Elektronen, die in geeigneter Richtung fliegen, das Gitter erreichen. Gibt man ihm schwach negative Ladungen, so werden die Elektronen auf ihrem Flug gebremst, und die Teilchen mit kleinen Austrittsgeschwindigkeiten können das Gitter nicht mehr treffen. Je stärker die negative Ladung wird, um so weniger Elektronen gelangen ans Gitter, bis schließlich bei -1 bis -2 Volt ihre Zahl verschwindend klein, aber nie vollkommen zu null wird.

Wie sich die Geschwindigkeiten im Innern des Metalls auf die einzelnen Elektronen verteilen, lehrt ein Gesetz von Maxwell. Es

---

1) Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie **13**, S. 25, 1918. Vergleichende Untersuchungen über die Arten des Audions.

liegt nahe anzunehmen, daß es auch für die Elektronen gilt, die das Metall bereits verlassen haben. Auch sie werden mit allen erdenklichen Geschwindigkeiten und nach allen Richtungen sich bewegen, nur ist ihre kinetische Energie um den Betrag der „Austrittsarbeit" kleiner als im Metall. Betrachtet man als einfachsten Fall zwei ebene, parallele Plattenelektroden, die sich nahe gegenüberstehen, von denen die eine Elektronen aussendet, während die andere sie aufnimmt, so gilt für die Stromstärke I_{ge} die Gleichung:[1])

$$I_{ge} = I_{g0} \cdot \varepsilon^{-\frac{e \cdot P}{R \cdot T}} \tag{1}$$

wobei $\varepsilon = 2{,}718$ die Grundzahl der nat. Logarithmen,
$e = 4{,}7 \cdot 10^{-10}$ die Ladung eines Elektrons,
$R = 1{,}33 \cdot 10^{-16}$ die Gaskonstante für Elektronen,
T die absolute Temperatur der aussendenden Platte,
P die — verzögernde — Spannung an den beiden Platten,
I_{g0} die Stromstärke für $P = 0$.

In befriedigender Übereinstimmung mit diesem Gesetz wurde durch Versuche gefunden, daß einer Änderung der Gitterspannung um $-0{,}2$ Volt eine Abnahme der Stromstärke um die Hälfte entsprach. Führt also eine Röhre bei 0 Volt am Gitter einen Strom $I_{g0} = 1$ Mikroampere, so geht dieser bei -1 Volt zurück auf $I_{ge} = \frac{1}{2^5} = \frac{1}{32}$ Mikroampere. Durch geeignete Wahl der negativen Gitterspannung kann man mithin, wenn I_{g0} bekannt ist, jeden gewünschten Wert von I_{ge} einstellen.

Für Verstärker ist es wichtig, die Größenordnung des Gitterstroms I_{ge} zu kennen, da der vorgeschaltete Transformator durch die Röhre belastet wird. Die vom Transformator erzeugte Wechselspannung findet in der Röhre einen Widerstand

$$R_g = \left(\frac{d\,I_{ge}}{d\,P}\right)^{-1} = -\frac{R\,T}{e} \cdot \frac{1}{I_{ge}} \tag{2}$$

Der Gitterwiderstand ist umgekehrt proportional der Stärke des Gitterstromes; er darf, wie die Erfahrung gezeigt hat, nicht kleiner sein als 10^7 Ohm, da sonst der Transformator merklich belastet wird und seine Klemmenspannung sinkt.

1) Jahrb. d. Radioakt. u. Elektron. 12, 1915. W. Schottky, Bericht über thermische Elektronenemission.

2. Der Ionenstrom.

Die vorhergehenden Überlegungen gelten in erster Linie für Röhren mit vollkommener Luftleere, in denen merkliche Wirkungen von Gasresten nicht auftreten. Erteilt man der Anode ein positives Potential von etwa $P_a = 100$ Volt, wie es bei den heutigen Röhren gebräuchlich ist, so werden die Elektronen nach dem Durchgang durch die Löcher des Gitters stark beschleunigt. Die Endgeschwindigkeit v, mit der sie auf die Anodenplatte aufprallen, läßt sich mit Hilfe der „Fallgesetz"-Formel

$$\tfrac{1}{2} \cdot m \cdot v^2 = e \cdot P_a \tag{3}$$

berechnen zu

$$v = \sqrt{2 \cdot e \cdot P_a/m} = 600 \cdot \sqrt{P_{\mathrm{Volt}}}\ \mathrm{km/sec} \tag{3a}$$

wenn $m = 8{,}7 \cdot 10^{-28}$ Gramm die Masse eines Elektrons ist. Bei den Gleichungen (1) bis (3) ist zu beachten, daß alle Größen in elektrostatischem Maß einzusetzen sind.

Die hohe Geschwindigkeit verleiht den Elektronen eine solche Wucht, daß sie Gasmoleküle beim Zusammenstoß zerschmettern und Ionen bilden. Bei der Liebenröhre, die mit Quecksilberdampf von einigen Hundertstel Millimetern Druck gefüllt wurde, war dies die gewöhnliche Erscheinung: Ein oder zwei Zentimeter über dem Gitter begann ein bläuliches Licht, das den Anodenraum erfüllte und den Bereich der Stoßionisierung anzeigte. Auch in den Audionröhrchen von de Forest trat bisweilen — allerdings unbeabsichtigt — das blaue Licht auf, wenn man die Anodenspannung über den vorgeschriebenen Wert auf etwa 50 Volt steigerte.

Die positive Ladung der Anode treibt die positiven Ionen gegen das Gitter, wo sie sich mit Elektronen neutralisieren. Die Gitterladung wird dadurch verringert, die Spannung sinkt und die Gitterbatterie sendet neue negative Ladung auf das Gitter, die den alten Zustand wiederherstellen soll. So kommt infolge der Ionisierung ein Gitterstrom zustande, der die von den Ionen verbrauchte Ladung ersetzt. Rechnet man den eingangs besprochenen „Emissionsstrom" I_{ge}, den die von der Kathode infolge ihrer Eigengeschwindigkeit zum Gitter übertretenden Elektronen bilden, als positiv, so muß man den infolge Ionisation entstehenden Strom I_{gi} als negativ einführen.

Die beiden Gitterströme — I_{ge} tritt bei allen Röhren auf, I_{gi} nur bei schlecht entlüfteten — überlagern sich, so daß man bei der Messung einen Strom

$$I_g = I_{ge} + I_{gi} \tag{4}$$

erhält. Es ist aber nicht schwer, die beiden Bestandteile zu trennen,[1]) da I_{gi} proportional dem Anodenstrom I_a ist. In Fig. 1 sind experimentell erhaltene Kurven des Gitter- und Anodenstroms einer schlecht entlüfteten Röhre abhängig von der Gitterspannung P_a aufgetragen.

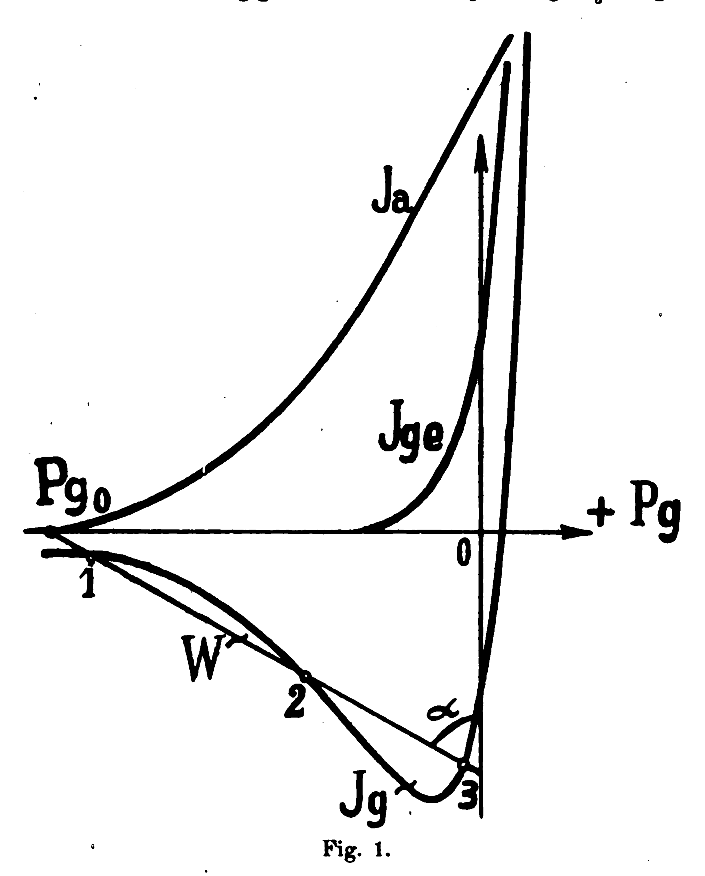


Fig. 1.

Wie man sieht, beginnt die Gitterstromkurve, abgesehen von einem kleinen Kriechstrom, bei derselben Gitterspannung wie die Anodenstromkurve. Etwa bei — 1 Volt hat sie einen Wendepunkt, bei — 0,5 Volt einen Gipfel und steigt dann sehr schnell zu positiven Werten an. Will man die I_{ge}-Kurve für sich allein erhalten, so

1) Das Verfahren hat, so viel ich weiß, Dr. Kurz (Bremen) angegeben.

zeichnet man die I_a-Kurve in dem Gebiet, in dem nur I_{gi} auftritt, d. i. hier zwischen — 4 und — 1 Volt, in einem solchen Maßstab, daß ihre Ordinaten jeweils gleich den Ordinaten der I_g-Kurve werden. Anfangs fallen bei der untersuchten Röhre beide Kurven gut zusammen — ein Zeichen, daß die Zahl der erzeugten Ionen proportional der Zahl der Elektronen ist —, von — 1 Volt aufwärts bildet sich ein deutlicher Unterschied heraus, der als der Elektronenstrom I_{ge} anzusehen ist. Diese Kurve ist ebenfalls eingezeichnet; ihr Verlauf läßt das Maxwellsche Gesetz (1) klar erkennen.

3. Der negative Gitterwiderstand.

Die Neigung der I_g-Kurve bzw. der Differentialquotient $d\,P_g/d\,I_g$ stellt den Widerstand des Stromweges Gitter-Kathode gegen Wechselstrom dar; dieser ist bei großen negativen Gitterspannungen unendlich

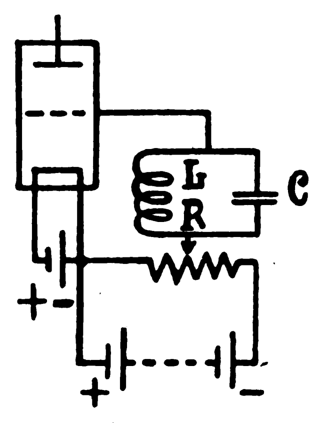


Fig. 2.

groß, von — 4 Volt an wird er endlich und negativ, bei — 0,5 Volt springt er über ∞ zu positiven Werten. Ein negativer Widerstand muß als Stromerzeuger dienen können, ähnlich wie es beim Lichtbogen der Fall ist.

Um dies nachzuweisen, wurde ein Schwingungskreis, bestehend aus einem normalen Eingangstransformator für 1000 Per./Sek., in den Gitterkreis eingeschaltet und auf der Anodenseite mit Ausgangstransformator und Telephon beobachtet (Fig. 2). Beim Verändern der Gittergleichspannung von null an in negativer Richtung hörte man anfangs nichts, bei — 0,5 Volt begann das Telephon zu tönen und verstummte wieder bei — 4 Volt. Damit war der

schönste Beweis erbracht, daß der negative Gitterwiderstand die Ursache selbsterregter Schwingungen sein kann, die ohne Rückkopplung zwischen Anoden- und Gitterkreis entstehen und bestehen. Häufig genug mag auch das Pfeifen von Verstärkern, die an sich gut gebaut sind, auf diese Ursache zurückgehen. Man kann die Neigung zur Selbsterregung unterdrücken, wenn man die Gittervorspannung klein wählt, jedenfalls nicht größer als $- {}^1/_2$ Volt, eine Erfahrung, die schon bekannt war, ehe dieser Versuch die innere Begründung brachte. Während man bei Röhren mit guter Luftleere mit der Gittergleichspannung zweckmäßig so weit geht, daß überhaupt kein meßbarer Gitterstrom mehr auftritt, ist dies bei schlecht gepumpten Röhren unmöglich, da man dann an eine flache Stelle der Anodenstromkennlinie käme, die keine Verstärkung mehr ergibt. Man muß vielmehr bei solchen Röhren das Gebiet positiven möglichst großen Gitterwiderstandes aufsuchen. Mißlich ist dabei freilich, daß der Gasinhalt sich mit der Zeit ändert und ein sicheres Arbeiten verhindert.

Den Vorgang der Schwingungserzeugung kann man sich folgendermaßen klar machen:

Zunächst sei ein Ruhezustand vorhanden: Das Gitter habe die durch den Spannungsteiler gegebene Spannung P_g von ungefähr $- 2$ Volt, und es fließe der aus der Kennlinie zu entnehmende Gitterstrom I_g. Durch einen Zufall werde nun P_g ein wenig kleiner, so daß I_g etwas steigt. Dieser Zunahme widersetzt sich die Trägheit der Spule, ihre Gegenemk. drückt die Gitterspannung weiter herab, I_g nimmt noch mehr zu usw., so daß die Kennlinie Fig. 1 in der Richtung auf $P_g = 0$ hindurchlaufen wird. Der Kondensator des Schwingungskreises ladet sich dabei auf die an den Klemmen der Spule herrschende Spannung.

Sobald der Vorgang sich dem negativen Höchstwert des Stromes nähert, kommt er allmählich zum Stillstand, da im Scheitel der I_g-Kurve eine Änderung der Gitterspannung keine Änderung des Stromes nach sich zieht. Infolgedessen verschwindet die Gegenemk. der Spule, und der Gitterstrom möchte sich auf den durch P_g bestimmten Wert einstellen. Zugleich beginnt der Kondensator sich zu entladen und fördert die Umkehr des Vorganges. Die Induktivität der Spule läßt aber dem Strom beim Abnehmen über das Ziel hinausschießen, ähnlich wie es beim Ansteigen beschrieben wurde, bis in die Gegend, wo I_g seinen kleinsten Wert hat. Zwischen diesen beiden Grenzen pendelt I_g im Takt der Eigenfrequenz des Schwingungskreises hin und her:

Es entsteht ein Wechselstrom von gleich bleibender Amplitude, der sich über den mittleren Gittergleichstrom überlagert.

Der Vorgang ist hier etwas anders als bei der Schwingungserzeugung durch den Lichtbogen. Damit die Bogenlampe Schwingungen unterhält, muß abgesehen vom Vorzeichen der (negative) Widerstand des Bogens größer sein als der des Schwingungskreises. Bei der Röhre, die mit dem Schwingungskreis ganz anders verbunden ist, muß der — negative — Gitterwiderstand (ebenso wie der negative Anodenwiderstand beim Dynatron[1]) kleiner sein als der Widerstand des Schwingungskreises. In Formel:

$$\text{Lichtbogen} \quad \frac{dP}{dI} > R$$

$$\text{Röhre} \quad \frac{dP_g}{dI_g} < \frac{L}{C \cdot R}$$

In der zeichnerischen Darstellung benutzt man zur Untersuchung die „Widerstandslinie" W, die man im Punkt P_{g0} (Fig. 1), entsprechend der am Spannungsteiler abgegriffenen Spannung unter dem Winkel $\alpha = \operatorname{arc\,tg} L/CR$ anträgt. Die Schnittpunkte 1 und 3 mit der Gitterstromlinie sind stabile Lagen, d. h. Schwingungen können nicht bestehen, da die Widerstandslinie steiler läuft als die Kurve, oder was damit gleichbedeutend ist, da $L/CR < dP_g/dI_g$. Dagegen wird eine Einstellung auf den Punkt 2 Schwingungen liefern, weil hier die Widerstandslinie flacher läuft als die Röhrenkennlinie.

1) **Albert W. Hull**, Das Dynatron, eine Vakuumröhre mit der Eigenschaft eines negativen elektrischen Widerstandes. Jahrb. d. drahtl. Telegr. **14**, S. 47, 1919.

Richtwirkung von geknickten Marconi-Antennen.

Von **W. Reiß.**

(Mitteilung aus dem Telegraphentechnischen Reichsamt.)

Im Hinblick auf die in der Literatur sich widersprechenden Ansichten über Richtwirkung von geknickten Marconi-Antennen wurden auf dem Stationsgelände der Versuchsanlage zu Lärz (Meckl.) Versuche über diesen Gegenstand vorgenommen. Die bisherigen Untersuchungen über die Richtwirkung können nicht als einwandfrei angesehen werden, weil subjektive Momente in den Beobachtungsmethoden nicht aus-



geschaltet werden konnten. Daß die von Marconi behauptete Richtwirkung angezweifelt werden kann, zeigen gelegentliche Beobachtungen von Orten, die in Richtung des angeblichen Strahlungsminimums von Sendestationen mit Marconi-Antennen liegen. Diese Orte hatten einen deutlichen Empfang, trotzdem sie eine größere Entfernung vom Sender aufwiesen, als die in der bevorzugten Richtung liegenden.[1])

Nach den theoretischen Überlegungen H. von Hoerschelmanns[2]) ist die Vorbedingung für eine Richtwirkung eine schlecht leitende Erdoberfläche in der Umgebung des Senders. Diese Voraussetzung war bei den vorliegenden Versuchen erfüllt: durch anhaltende Dürre war der an sich schon trockene, durchlässige Sandboden in hohem Grade ausgedörrt, so daß bei dem Mangel an Feuchtigkeit das Leitvermögen sicherlich als sehr gering anzusetzen war.

Die Versuche erfolgten in Anlehnung an früher an anderen Orten ausgeführte Untersuchungen von Kiebitz[3]), der keine Richtwirkung

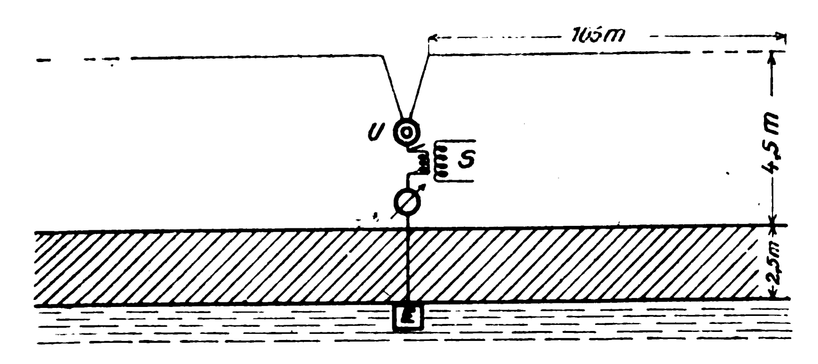


Fig. 1.

dieser Antennenform feststellen konnte, aus diesem Grunde aber noch nicht allgemein an jedem Ort die Richtwirkung ablehnen mochte[4]).

Die Versuchsanordnung bestand aus zwei kongruenten, nach entgegengesetzten Richtungen gestreckten Drähten aus Bronzelitze (Abmessungen s. Fig. 1), die durch ein Walzenumschaltewerk U abwechselnd an den Sender angelegt wurden. Die Antennen wurden durch einen induktiv gekoppelten Röhrensender S zu Schwingungen erregt.

1) Brand, Sonderabdruck aus den Verh. d. Vereins z. Beförd. d. Gewerbefl. 1919, Heft 4, S. 36.
2) Diss. München 1911. Jahrb. drahtl. Telegr. 5, S. 14ff., 188ff., 1911.
3) Kiebitz, Ann. d. Phys. 32, S. 971, 1910.
4) Telegr. u. Fernsprechtechn. 3, S. 49, 1920.

Die Versuche wurden nach der Methode der zusammenlaufenden Morsezeichen ausgeführt, die zuerst von Kiebitz[1]) angewendet wurde und die frei von subjektiven Fehlerquellen ist. Ein rotierender Umschalter tastete auf einer Antenne ein Morsezeichen (z. B. *a*), auf der anderen gleichzeitig die Lücken, also das reziproke Zeichen (*n*). Wenn unter Voraussetzung völliger elektrischer Kongruenz der Antennen (gleiche Wellenlänge, Dämpfung und Stromstärke, symmetrische Lage der Erdleitung) eine in der Antennenrichtung und genügend großer Entfernung liegende Beobachtungsstation einen Strich im Empfänger hörte, so bedeutete das, daß die Morsezeichen mit gleicher Lautstärke auftraten und folglich keine der Antennen eine stärkere Fernwirkung ausübte. Wenn jedoch eins der beiden Zeichen lauter hervortrat als das andere (also ein Strich mit einem überlagerten Morsezeichen), so mußte auf eine stärkere Wirkung der betreffenden Antenne geschlossen werden.

Gleiche elektrische Verhältnisse für beide Antennen wurden beim Aufbau der Versuchsanordnung in erster Annäherung dadurch hergestellt, daß

1. die Antennen geometrisch kongruent gemacht,
2. alle Stützen aus gleichem Material (Holz) gewählt,
3. die Erdleitung (Blechplatte im 2,5 m tiefen Grundwasser) unter die Mitte des Antennenpaares gelegt,
4. das Gelände derartig ausgesucht wurde, daß der Boden in Antennennähe in vertikaler und horizontaler Richtung homogen war,
5. fremde Störungen, wie Starkstrom- oder Telegraphenleitungen in der Umgebung der Antennen nicht vorhanden waren.

Wie diese Bedingungen verwirklicht worden sind, wird weiter unten näher erörtert werden.

Die Antennenrichtung war so gewählt, daß sie die 30 km ostwärts gelegene Station Strelitz (Alt), die die Sendeversuche beobachtete, durchschnitt. Zwischen Sende- und Empfangsstation war eine drahtlose Telephonieverbindung mit Gegensprechbetrieb geschaffen worden. Auf diese Weise konnten die Resultate sofort übermittelt und eventuelle Unvollkommenheiten in der Versuchsausführung entdeckt und beseitigt werden. Dies war nötig, weil die Wellenlängen beider Antennen besonders fein (auf etwa 5 cm genau) abgeglichen sein mußten; andern-

1) Jahrb. drahtl. Telegr. 15, S. 229, 1920.

alls waren die Töne der Zeichen verschieden. Gleiche Tonhöhen waren aber eine notwendige Bedingung, um Unterschiede in der Lautstärke einwandfrei feststellen zu können. Durch Einschaltung eines kleinen Variometers mit wenigen Drahtwindungen in die Zuführung zu einer Antenne konnte diese Bedingung nicht erfüllt werden. Die feinen Tonunterschiede konnten nur durch kleine, in der Größenordnung von Zentimetern sich haltende Verlängerungen oder Verkürzungen der Zuleitung einer Antenne fortgeschafft werden. Erleichtert wurde diese Feinabgleichung dadurch, daß nicht mit loser Koppelung und Abstimmung zwischen Antennen- und Zwischenkreis gearbeitet wurde, sondern mit fester Koppelung und Verstimmung. Dadurch wurde erreicht, daß die noch vorhandenen geringfügigen Unterschiede der *Eigen*frequenzen der Antennen ohne Einfluß waren.

Die Erfüllung des Punktes 1. der obigen Bedingungen 1. bis 5. bot keine Schwierigkeiten; Haupterfordernis war gleiche Länge der Antennendrähte, die also auf 1 cm genau abgemessen wurden.

Zu Punkt 2. sei erwähnt, daß bei den ersten Vorversuchen aus Stabilitätsgründen Eisenmaste verwendet wurden. Es zeigte sich, daß bei der groben Abgleichung am Sendeort trotz gleicher Luftdrahtlängen die Wellenlängen Unterschiede aufwiesen, deren Ursache darin gefunden wurde, daß die isolierenden Zwischenstücke zwischen Antennendraht und oberem Ende der Maste nicht überall gleiche Länge hatten, also Kapazitäts- und dadurch Wellenunterschiede zwischen den Antennen hervorriefen. Auch die Stromstärken in beiden Antennen waren ungleich. Nach Ersatz der Eisenmaste durch Holzstützen fiel diese Fehlerquelle weg.

Punkt 5. hatte eingehende Nebenuntersuchungen zur Folge. Bei der ersten Antennenanlage näherte sich die der Empfangsstelle abgewandte Antenne bis auf ca. 40 m einer Telegraphenleitung. Die Beobachtungen ergaben immer eine stärkere Fernwirkung dieser Antenne, die selbst bei einer bedeutenden Herabsetzung der Stromstärke durch eingeschaltete Widerstände noch vorhanden war. Da eine Störung der Versuche durch die Telegraphenleitung nicht unmöglich war, wurde ihr Einfluß näher untersucht. Zu dem Zweck wurde eine Empfangsstation auf der Mittelsenkrechten der Antennen in 1,5 km Entfernung errichtet. Die Beobachtungen dieser Station, die bei Abwesenheit jeder Störung einen Strich hätten ergeben müssen — weil sie zu beiden Antennen dieselbe Lage hatte — zeigten ebenfalls eine größere Lautstärke derselben Antenne. Durch Niederlegung der Telegraphenleitung auf den Erdboden auf eine Strecke von zirka 200 m

links und rechts der Antennenrichtung ließ zwar die starke Wirkung der beeinflußten Antenne nach, aber verschwand noch nicht völlig. Jedenfalls folgte aus diesen Beobachtungen, daß die Telegraphenleitung die Ursache der erhöhten Fernwirkung der benachbarten Antenne war. Da sich aus praktischen Gründen die Leitung nicht beseitigen ließ, wurde der Standort der Antennen verlegt. Die Sendestation wurde 400 m entfernt von der Leitung errichtet. Die Beobachtungen der senkrechten Empfangsstation ergaben jetzt bei gleichen Stromstärken in beiden Antennen einen Strich. Hierdurch war der Beweis erbracht, daß die Antennen jetzt keinen fremden Störungen mehr unterlagen und nicht nur geometrisch sondern auch elektrisch kongruent waren.

Die im Anschluß an diese Vorversuche angestellten Beobachtungen der Fernwirkung beider Antennen zeigt die folgende Tabelle. Unter

Tabelle.

Nr.	λ	West-Antenne n	Ost-Antenne a	Beobachtung in Strelitz	Abstimmung
			1. Nov. 1920		
1	2300	0,175 A.	0,175 A.	Strich	λ = 2500 m
2	2260	0,155 A.	0,155 A.	Strich (Tastgeräusche hörbar)	
3	2200	0,130 A.	0,130 A.	Strich	
			2. Nov. 1920		
1	400	0,195 A.	0,195 A.	Strich	λ = 560 m
2	400	0,192 A.	0,192 A.	Strich (Tastgeräusche hörbar)	
3	400	0,182 A.	0,182 A.	Strich	
			15. Nov. 1920		
1	430	0,205 A.	0,205 A.	Strich	λ = 550 m
2	430	0,209 A. (0 Ω)	0,203 A. (15 Ω)	Morsezeichen erkennbar	
3	430	0,205 A.	0,205 A.	Strich	
4	430	0,203 A. (15 Ω)	0,209 A. (0 Ω)	Morsezeichen erkennbar	
5	430	0,200 A.	0,200 A.	Strich	
			16. Nov. 1920		
1	2200	0,158 A.	0,158 A.	Strich	λ = 2400 m
2	2200	0,156 A. (0 Ω)	0,151 A. (15 Ω)	Morsezeichen erkennbar	
3	2200	0,156 A.	0,156 A.	Strich	
4	2200	0,150 A. (15 Ω)	0,154 A. (0 Ω)	Morsezeichen erkennbar	

West- bzw. Ostantenne werde der vom Sender nach Westen bzw. Osten gezogene Luftleiter verstanden. Die Ergebnisse sind an Tagen un-

gestörtem Empfangs erzielt worden. Die Stromstärken lagen zwischen 0,13 und 0,21. A. Die Größe der Verstimmung ist aus der Angabe der Abstimmung zwischen Zwischenkreis und Antennen ersichtlich. Die letztere ist also gleichbedeutend mit der Eigenfrequenz der Antennenkreise.

Die Versuche Nr. 2 u. 4 vom 15. Nov. und Nr. 2 u. 4 vom 16. Nov. ermöglichen einen Schluß auf die Empfindlichkeit der Methode. Hier wurde die Stromstärke einer Antenne durch einen Zusatzwiderstand von 15 Ω auf einen kleineren Wert als die der anderen Antenne herabgedrückt. Die Abnahme betrug dadurch etwa 5 $^0/_0$; die Ergebnisse waren alsdann, daß der Beobachter einen Strich nicht mehr feststellen konnte, sondern die einzelnen Zeichen zu unterscheiden vermochte. Nach Wiederherstellung gleicher Stromstärken durch Abschaltung des Widerstandes wurde darauf wieder ein Strich wahrgenommen. Als Resultat der Untersuchungen ergibt sich, daß eine Richtwirkung der geknickten Marconiantenne, die größer als 3 $^0/_0$ wäre, nicht festgestellt werden konnte.

Referate.

Philip R. Coursey, Mica Condensers for Radio Work. The Radio Review 1, 15, S. 768, 1920.

Verf. beschreibt einen neueren Typ von Glimmerkondensatoren für Sendezwecke, hergestellt von der Dubilier-Kondensatoren-Gesellschaft, New York. Der Apparat ist in ein starkes Metallgehäuse eingebaut, welches mit der einen Kondensatorbelegung verbunden ist; hierdurch wird außer dem mechanischen Schutz eine gute Definition des Kapazitätswertes erreicht. Eine dicke Platte aus isolierendem Material bildet den Deckel, durch dessen Mitte der zweite Anschluß hindurchgeführt ist. Dieser trägt unterhalb des Deckels einen plattenförmigen Fuß und dient gleichzeitig zum Zusammenpressen des Kondensators zwischen Fuß und Gehäuseboden. Die Metallteile des Gehäuses und des Fußes sorgen auch für Ableitung der beim Betrieb entwickelten Wärme.

Der Kondensator selbst besteht aus einer Anzahl in Reihe geschalteter Kapazitätselemente, die wie gewöhnliche Glimmerkondensatoren gebaut sind und nur einen geringen Teil der gesamten Betriebsspannung aufzunehmen haben. Zwischen je zwei Einzelabteilungen ist eine größere Glimmerplatte eingefügt, um das Überschlagen zwischen den Verbindungen zu verhindern. Entsprechend dem längs des Kon-

densators vorhandenen Potentialgefälle sind die metallischen Seitenwände des Schutzkastens geneigt, so daß sie oben weiter auseinanderstehen als am Boden. Der Zwischenraum ist mit einer Ausgußmasse gefüllt.

Der Apparat ist billiger und handlicher als die noch vielfach im Gebrauch befindliche Leydener Flasche. Zi.

Peperkorn, Die Erdantenne und ihre Anwendung bei den Funkstellen in Deutsch-Ostafrika während des Weltkrieges. „Telegraphen- und Fernsprechtechnik".

Als die Küstenfunkstelle in Daressalam am 8. August 1914 durch Umlegung des Turmes außer Betrieb gesetzt worden war, erhielt ich den Auftrag, von Tabora aus die unterbrochene Empfangsverbindung mit der Heimat wieder herzustellen. Der Bedingung, möglichst schnell eine Empfangsstation zu errichten, wurde ich dadurch gerecht, daß ich diejenige Antennenart wählte, deren Herstellung am wenigsten Zeit verlangte, nämlich die Erdantenne.

Die Erdantenne, über deren Eigenheiten und Verwendungsmöglichkeiten erst viele Versuche Aufschluß gaben, hat alle Bedingungen erfüllt, die an eine gut wirkende Empfangsantenne gestellt werden. Sie hat sich sogar in der Empfangswirkung oft der hohen Turmantenne überlegen gezeigt, so daß mit ihr bessere Erfolge erzielt worden sind als mit folgenden Hochantennen in Deutsch-Ostafrika:

1. der Mastantenne des Dampfers „Götzen" auf dem Tanganjikasee,
2. der 50 m hohen Turmantenne in Tabora,
3. der Schirmantenne in Muansa und Bukoba (80 bzw. 65 m hoch),
4. der 100 m hohen Schirmantenne in Daressalam.

Daß die Erdantenne in guter Empfangswirkung selbst einer so großen Antenne wie sie bei der Großfunkstelle in Windhuk vorhanden war, nicht nachstand, ergibt sich daraus, daß bei den Empfangsstellen in Deutsch-Ostafrika ohne Verstärker bessere Ergebnisse von Nauen erzielt wurden als in Windhuk mit Verstärker.

Die vielen Versuche, die ich anstellte, um die größtmöglichen Erfolge mit der Erdantenne zu erzielen, ergaben besonders folgende Punkte, deren Kenntnis und Beachtung von Wichtigkeit ist.

1. Länge der Antenne.

Die Antenne muß möglichst so lang gewählt werden, daß die aufzunehmende Welle sich als Oberschwingung ausbilden kann. Bei

langen Wellen, wie z. B. der Welle 4500 m von Nauen, war die Herstellung einer Oberschwingungsantenne wegen der notwendig werdenden großen Länge der Antenne im allgemeinen nicht möglich. Nur einmal wurden Versuche mit einer 2700 m langen Antenne, auf welcher sich die Nauenwelle als erste Oberschwingung ausbildete, gemacht. Diese Antenne brachte dann auch von allen Antennen, die an demselben Orte benutzt wurden, die besten Erfolge. Bei kleineren Wellen, wie sie die feindlichen Stationen Zanzibar, Mombasa, Durban, Kongostationen usw. verwandten, wurden durchweg Oberschwingungsantennen benutzt und mit ihnen weit bessere Lautstärken erzielt als mit Antennen, bei denen sich die Welle als Grundschwingung ausbildete.

2. Richtung der Antenne.

Die Erfahrungen haben gelehrt, daß es bei Antennen, auf denen sich die Welle als Grundschwingung ausbildete, auf eine genaue Richtung nicht ankam. Selbst wenn eine solche Antenne senkrecht zu der Wellenrichtung verlief, wurden noch gute Empfangsergebnisse erzielt. Starke Richtwirkung zeigte sich aber, sobald die Welle als Oberschwingung und besonders, wenn sie als höhere Oberschwingung auftrat. Bei solchen Antennen war daher genaue Richtung auf die Sendefunkstelle notwendig.

Diese Richtwirkung der Oberschwingungsantenne wurde mit großem Vorteil besonders dann ausgenutzt, wenn es sich darum handelte, störende Stationen auszuschalten. Die hier nötigen Maßnahmen habe ich in meinen Ausführungen in der „Telegraphen- und Fernsprechtechnik“ angegeben und u. a. geschildert, wie es möglich wurde, von den vielen feindlichen Militärstationen in Deutsch-Ostafrika gerade die aufzunehmen, auf deren Nachrichten besonderer Wert gelegt wurde, ohne daß viel näher gelegene, stärkere Stationen stören konnten.

3. Abstimmung des Empfängers und Anpassung der Antenne an die Bedingungen des Geländes.

Als Empfänger standen nur Telefunkenempfänger Type G.A.H. zur Verfügung. Es war u. U. nötig, die Abstimmittel dieses Empfängers durch Zuschalten von Aushilfsspulen oder -kondensatoren zu erweitern, und zwar dann, wenn das Gelände derart war, daß es den Bau von Antennen nach den Bedingungen unter 1 nicht gestattete. Es hat sich aber immer wieder ergeben, daß diese Zuschaltung weiterer Abstimmittel für die Lautstärke schädlich war, und daß in jedem

Falle eine Verlängerung der Außenantenne oder Vergrößerung ihrer Eigenschwingung durch besondere Maßnahmen größeren Vorteil brachte.

So habe ich in Deutsch-Ostafrika dort, wo das Gelände den Bau einer genügend langen Außenantenne nicht gestattete, die verschiedensten anderen Antennenformen benutzt, um die ungünstige Wirkung von Zusatzspulen und -kondensatoren zu vermeiden. Unter vielen anderen Formen habe ich in Tabora eine Gabelantenne zur Aufnahme von Nauen verwandt. Die beiden Zweige der Gabel waren je 700 m lang und bildeten einen Winkel von 30°. In Mahenge benutzte ich eine 1000 m lange Antenne, welche mit zwei nach der Seite senkrecht abgehenden Zweigen von je 300 m Länge versehen war. In Daressalam wurde eine 1790 m lange Antenne verwandt, von der das eine 940 m lange Ende als Gabel ausgebildet war.

Auf diese und andere Weise wurde die Bedingung, für jede Welle eine möglichst große Außenantenne herzustellen, erfüllt.

4. Lautstärke der Zeichen.

Den Umständen und Verhältnissen, welche von Einfluß auf die Lautstärke der Zeichen sind, habe ich besondere Aufmerksamkeit geschenkt.

Ich habe gefunden, daß die Höhe der Antenne über dem Erdboden und die Stärke des Drahtes nur wenig Einfluß auf die Lautstärke der ankommenden Zeichen hatte. Ebenso fand ich keinen Unterschied in der Lautstärke, ob die Antenne im Walde oder auf freiem Gelände in derselben Höhe verlief, und ob sie im Innern des Landes oder an der Küste errichtet war.

Wesentlich war aber die Höhenlage des Antennengeländes. Auf freiem hohen Gelände wurden bessere Lautstärken erzielt als in der Ebene.

Von großem Einfluß auf die Lautstärke waren besonders das Sonnenlicht und die Wellenlänge. Während z. B. Windhuk und Kamina während der Nacht gut aufgenommen werden konnten, waren sie am Tage nicht zu hören. Wie sehr die Wellenlänge von Einfluß ist, zeigte sich besonders deutlich, als Nauen am 1. Juli 1917 von der Welle 4500 m auf 2500 m herunterging. Während die Aufnahme von Nauen bei der langen Welle gut gelungen war, waren die Zeichen bei der kurzen Welle so schwach, daß nur noch vereinzelt Bruchstücke aufgenommen werden konnten. Auch die Sendeversuche, die ich mit der von mir in Tabora errichteten Sendestation ausführte, bestätigten die Tatsache, daß eine längere Welle über Land bei demselben An-

tennenstrom eine größere Lautstärke und damit eine größere Reichweite ergibt als eine kleinere Welle. So war bei der Welle 1000 m die Lautstärke bei der aufnehmenden Station Muansa weit besser als bei der Welle 500 m, obgleich der Antennenstrom in beiden Fällen der gleiche war.

Die Schwankungen in der Lautstärke weit entfernt liegender Stationen (Nauen, Kamina, Windhuk) führe ich auf die Verhältnisse des Unterwegsgeländes zurück; jedenfalls haben jahrelange Beobachtungen und Aufzeichnungen über die lokalen Witterungs- und Temperaturverhältnisse ergeben, daß diese nicht bestimmend für die Schwankungen in der Lautstärke sind.

5. Luftstörungen.

Über die atmosphärischen Störungen habe ich in Deutsch-Ostafrika folgende Beobachtungen gemacht:

An der Küste herrschten während der Trockenzeit am Tage keine oder nur geringe Luftstörungen. Während der Regenzeit traten sie auch am Tage auf mit Ausnahme in den Morgenstunden von 8 bis 11 Uhr, welche, wenn nicht gerade ein Gewitter in der Nähe niederging, luftstörungsfrei waren. Nachts herrschten während des ganzen Jahres Luftstörungen, die in der Regenzeit am stärksten waren. Besonders in der Zeit von 7 bis 9 Uhr nachmittags traten sie sehr heftig auf. Dann wurden sie bis 11 Uhr etwas schwächer. Von 11 bis $5^1/_2$ Uhr vormittags behielten sie meistens dieselbe Stärke, nahmen dann mit dem Hellwerden schnell ab und verschwanden in der Trockenzeit nach Sonnenaufgang vollständig.

Im Innern des Landes waren die Luftstörungen bedeutend stärker als an der Küste. Die Verhältnisse, unter denen sie sich im Verlauf des Tages und der Nacht äußerten, waren ungefähr dieselben wie an der Küste, nur daß die Störungen im Innern zu jeder Tageszeit viel stärker waren. Wenn an der Küste in den Morgenstunden von 8 bis 11 Uhr selbst in der Regenzeit keine Störungen herrschten, so trat dieser Zustand im Innern auch in der Trockenzeit während dieser günstigsten Stunden nie ein. Hier herrschten dauernd Luftstörungen. Um 12 Uhr mittags waren sie meist schon wieder so stark wie an der Küste während der Nacht.

Aus diesen Beobachtungen ziehe ich den Schluß, daß das Innere Deutsch-Ostafrikas als Standort für eine Großstation für den Empfang ungeeignet ist. Die Sendestation könnte hier aufgebaut werden, wenn man den Ausfall der vielen Stunden, in denen während der Regenzeit

ein Senden wegen der weit stärkeren Gewitter nicht möglich ist, in Kauf nehmen will.

Die Hauptvorteile der Erdantenne gegenüber einer Turmantenne erblicke ich in folgenden Eigenschaften der Erdantenne:

a) Die Möglichkeit der Erzielung der besten Lautstärke für jede Wellenlänge.

Bei der Erdantenne ist man in den meisten Fällen in der Lage, für jede Welle die richtige Antennenlänge herzustellen und so die bestmögliche Lautstärke zu erhalten. Will man dasselbe mit der Turmantenne erreichen, so sind u. U. große bauliche Änderungen nötig, die viel Zeit beanspruchen und große Kosten verursachen. In vielen Fällen, wo nur beschränkter Raum vorhanden ist, werden diese Änderungen überhaupt nicht ausführbar sein.

b) Die Möglichkeit der Ausschaltung störender Wellen. Bei der Turmantenne ist dies nur durch besonders scharf abgestimmte sekundär und tertiär Schwingungskreise möglich, und zwar nur dann, wenn die störende Station eine andere Wellenlänge benutzt als die aufzunehmende. Bei gleichen Wellenlängen gibt es bei der Turmantenne kein Mittel, sie auszuschalten, während dies bei der Erdantenne selbst dann noch durch Ausnutzung von Richtwirkungen mehr oder weniger möglich ist.

c) Die schnelle Aufbaumöglichkeit.

Eine gut wirkende Erdantenne für Nauen von 1800 m Länge mit einer 900 m langen Gegenantenne ist innerhalb einer Stunde betriebsfähig gewesen.

d) Die geringe Sichtbarkeit.

Dieser Vorteil gegenüber der Turmantenne, die weithin sichtbar ist, machte sich besonders in Daressalam geltend, wo die Erdantenne bis zur Räumung der Stadt am 4. September 1916 bestanden hat, ohne daß die Engländer gewußt haben, wo sie gewesen ist. Man war dadurch in der Lage, so lange Zeit noch die günstigen Empfangsverhältnisse an der Küste auszunutzen.

Daß die Funktelegraphie in Deutsch-Ostafrika, die nach dem Urteil des Gouverneurs Dr. Schnee „Vorzügliches" geleistet hat und für die deutsche Kriegführung „sehr wertvoll" gewesen ist, so gute Erfolge erzielen konnte, ist zum Teil der guten Empfangswirkung der Erdantenne zu verdanken. Die Erdantenne hat sich als ein brauchbares und gefügiges Werkzeug erwiesen, so daß sie als Empfangsantenne für den Großverkehr weitere Verwendung finden dürfte, besonders

jetzt, wo ein immer dichter werdendes Netz von Funkstationen eine Antenne fordert, die mit einer guten Empfangswirkung eine genügende Abschaltmöglichkeit störender Wellen verbindet. Von der Erdantenne werden diese Bedingungen in besonders weitem Maße erfüllt.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Wechselverkehr. Geheimhaltung von Nachrichten.

D. R. P. 330965. Egbert von Lepel in Berlin-Wilmersdorf. Vom 18. 1. 16, ausgegeben am 27. 12. 20.

1. Verfahren zur Fernübertragung zeitlich aufeinanderfolgender Impulse zwecks Nachrichtenübermittlung oder Steuerung mechanischer Vorrichtungen, dadurch gekennzeichnet, daß die aufgewandte Energie nicht kontinuierlich, sondern periodisch stark unterteilt ausgesandt und empfangen wird, und daß Stärke und Frequenz der periodisch unterteilten Energieströme auch in den Zeiträumen aufrechterhalten werden, die zwischen den zu übertragenden Impulsen liegen, wobei Erzeugung bzw. Übertragung der Impulse dadurch zustande kommt, daß die periodische Unterteilung der Sendestation während der Impulsdauer gleichphasig, während der zwischen den Impulsen liegenden Pausen ungleichphasig mit der periodischen Unterteilung der Empfangsfunktion gemacht wird.

2. Verfahren nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die periodische Unterteilung der Sende- und Empfangsfunktion mehrphasig gegliedert ist, so daß durch paarweises Zusammenwirken gleichphasiger Funktionen die gleichzeitige Übertragung mehrerer voneinander unabhängiger Impulsreihen möglich wird.

Erdung von Großstationen.

K. P. 299 766. Dr. Rudolf Goldschmidt in Berlin. Vom 22. 3. 17, ausgegeben am 31. 12. 20.

1. Erdung für drahtlose Stationen, dadurch gekennzeichnet, daß mehrere Teilnetze verwendet werden, die je durch wenigstens eine oberirdische Zuleitung gespeist werden.

2. Erdung für drahtlose Stationen nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Teilnetze mittels einer Ringleitung verbunden sind, die durch oberirdische Zuleitungen gespeist wird.

K. P. 305 043. Dr. Rudolf Goldschmidt in Berlin. Zusatz zu vorstehendem K. P. 299 766. Vom 8. 11. 17, ausgegeben am 31. 12. 20.

Erdung für drahtlose Stationen nach dem Hauptpatent 299 766, dadurch gekennzeichnet, daß nicht mehrere voneinander elektrisch getrennte Teilnetze, sondern ein einziges, zusammenhängendes Metallnetz benutzt wird, dem der Strom mittels mehrerer von der Erde genügend isolierter Zuleitungen in einer hinreichend großen Anzahl von Speisepunkten zugeführt wird.

K. P. 305 044. Dr. Rudolf Goldschmidt in Berlin. Ebenfalls Zusatz zu vorstehendem K. P. 299 766. Vom 23. 11. 17, ausgegeben am 31. 12. 20.

Erdung für drahtlose Stationen nach dem Hauptpatent 299 766, dadurch gekennzeichnet, daß die Zuführungen zu den Speisepunkten ausreichend isoliert im Boden verlegt werden.

Hiermit ist im wesentlichen die Reihe der „Kriegspatente", die im Heft 6 des Bandes 14 des Jahrbuchs Seite 629 begonnen wurde, beendet. Es sind nur noch einige wenige Kriegspatente übrig, deren Drucklegung sich bisher noch verzögert hat und die in späteren Berichten gelegentlich gebracht werden sollen.

Es werden nunmehr zunächst vorwiegend neuere ausländische Patente, in erster Linie britische, besprochen werden. Zugleich wird, wie dies bereits im Jahrbuch 14, Seite 300 angekündigt worden ist, zu der früheren Form der Berichterstattung zurückgekehrt werden, da dieser Wunsch von vielen Seiten der Leser des Jahrbuchs an den Verfasser gerichtet worden ist.

Britische Patentschriften.

Empfangsanordnung mit Dämpfungsausgleich.

In den britischen Patentschriften 101 541, 101 702 und 104 158 beschreiben M. I. Pupin in Norfolk, Connecticut, und E. H. Armstrong in New York Empfangsanordnungen, bei denen zwecks Schutzes gegen atmosphärische Störungen der Widerstand der Antenne und damit deren Dämpfung künstlich vergrößert und zum Ausgleich der hierdurch bedingten Schwächung des Empfanges eine durch die empfangenen Schwingungen gesteuerte Zusatz-EMK. in den Luftleiter eingeführt wird. Über ähnliche Anordnungen, die auf demselben Prinzip beruhen, wurde bereits im Jahrb. **11**, S. 226—228 und Jahrb. **12**, S. 475 berichtet. Bei der in Fig. 1 dargestellten Anordnung der britischen Patentschrift 101 541 enthält der Luftleiter 19,5 eine Induktanz 16,

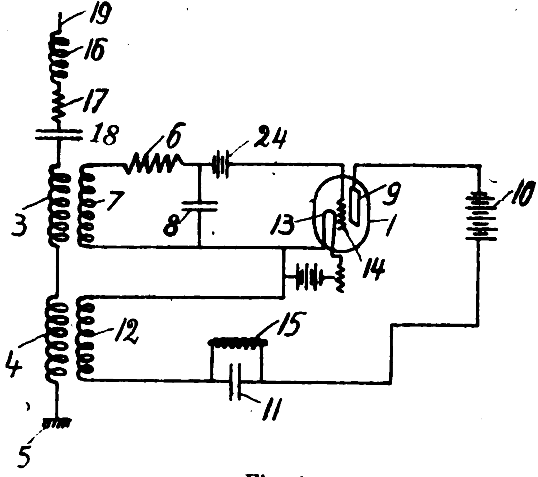

19
16
17
18
6
24
7
3
8
13
9
1
10
14
4
12
15
11
5

Fig. 1.

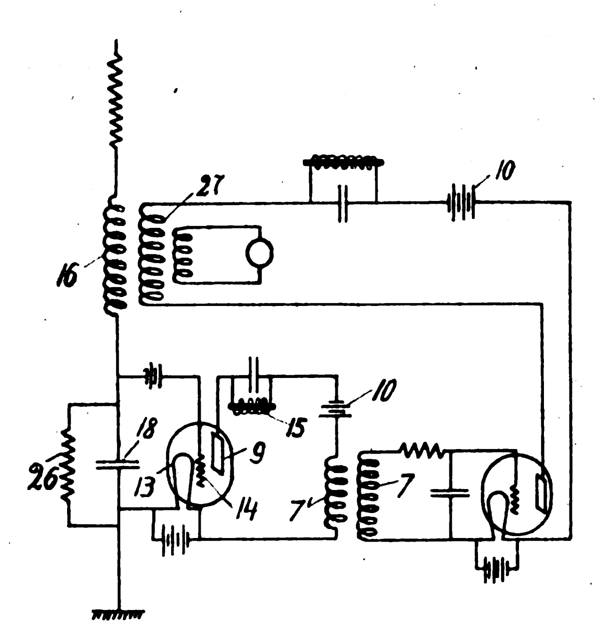

27
10
16
10
15
18
9
26
13
14
7
7

Fig. 2.

einen Widerstand 17, eine Kapazität 18 und zwei Transformatorwicklungen 3, 4. Die Sekundärwicklung 7 des Transformators 3, 7 liegt in einem abgestimmten Schwingungskreis 7, 8, der den Regelungswiderstand 6 enthält und über eine Batterie 24 mit dem Gitter 14 einer Vakuumröhre 1 verbunden ist. Die Glühkathode 13 und die Anode 9 der Vakuumröhre liegen in einem Stromkreis, der die Stromquelle 10, eine Induktanz 15, eine Kapazität 11 und die Primärwicklung 12 des Transformators 4, 12 enthält. Wenn atmosphärische Störungen auftreten, so werden diese durch den Widerstand im Luftleiter geschwächt und in ihrer Wirkung auf den Empfänger unschädlich gemacht; wenn dagegen Schwingungen der gewünschten Signalfrequenz ankommnn und im Luftleiter zur Wirkung kommen, so wird durch die Vakuumröhre 1 und den Transformator 12, 4 eine Zusatz-EMK. im Luftleiter induziert. Die Windungen 3, 4 könnten auch parallel zu einem Widerstand und in Reihe mit einer Kapazität geschaltet werden, auch könnten zwei Vakuumröhrenanordnungen und zwei Zusatzenergiequellen verwendet werden. Bei der in Fig. 2 dargestellten Abänderung sind das Gitter 14 und die Glühkathode 13 der Röhre 1 an einem Kondensator 18 angeschaltet, der durch einen Widerstand 26 überbrückt ist, und der Stromkreis 13, 9, 15, 10 ist mit dem Luftleiter durch die Transformatoren 7, 7′ und 16, 27 und eine zweite Vakuumröhre verbunden.

Fig. 3 zeigt die Anordnung nach der britischen Patentschrift 101 702. Hier ist der Dämpfungswiderstand 3 über die ganze Länge des Luftleitersystems 6, 4 gleichmäßig verteilt. Außerdem ist ein hoher Widerstand 5 zwischen dem verteilten Widerstand 3 und der Ausgleichsanordnung eingeschaltet. Der Widerstand könnte auch in eine Anzahl gleich großer Teile zerteilt werden, die durch Abstände voneinander getrennt sind, die Bruchteile einer Wellenlänge der zu empfangenden Schwingungen sind.

In der britischen Patentschrift 104 158 endlich, deren Schaltung in Fig. 4 dargestellt ist, wird zwischen den durch Widerstand belasteten Luftleiter und dem Widerstandsausgleicher eine Verzögerungsanordnung zwischengeschaltet, die verhindern soll, daß der Widerstandsausgleicher zur Wirkung kommt, wenn Impulse von kurzer Dauer empfangen werden. Gemäß Fig. 4 ist der durch Widerstand belastete Luftleiter 1 mit dem die Vakuumgitterröhre 8 und die Batterie 22 enthaltenden Widerstandsausgleicher mittels des Transformators 3, 11 gekoppelt. Die Vakuumröhre 8 wird durch eine zweite Gitterröhre 6 gesteuert, deren Gitterstromkreis die Sekundärwindung 22 eines Trans-

formators 4, 22, und eine Anzahl von Induktanzen 18, 19 usw. und Kondensatoren 15, 16, usw. enthält, die also eine Art von Kettenleiter bilden und dadurch eine Zeitverzögerung für den Widerstandsausgleicher

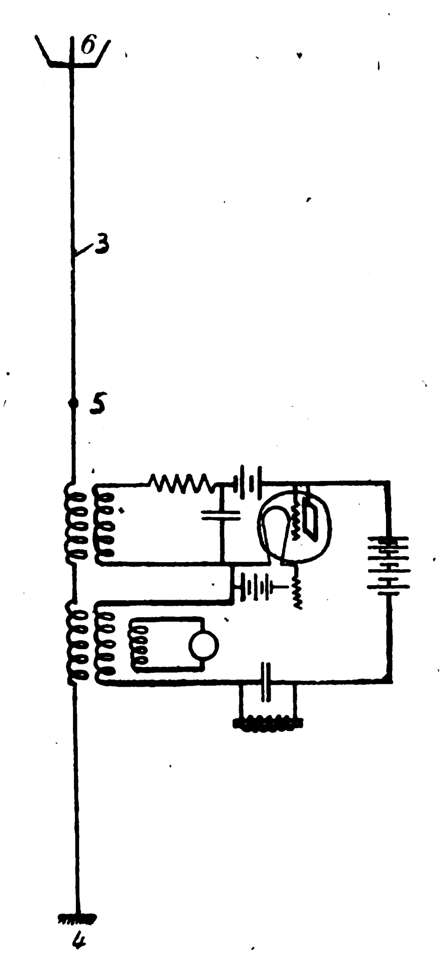


Fig. 3.

darstellen. Nur wenn Schwingungen von einer bestimmten Zeitdauer ankommen, tritt der Widerstandsausgleicher in Tätigkeit, kommen dagegen Schwingungen von kürzerer Dauer an, so können sie den Widerstandsausgleicher nicht zur Wirkung bringen, mögen sie auch dieselbe

Wellenlänge besitzen, wie die Schwingungen, deren Empfang gewünscht wird.

Gleichfalls mit dem Problem der Verringerung des Dämpfungsfaktors abgestimmter Empfangskreise beschäftigt sich die britische Patent-

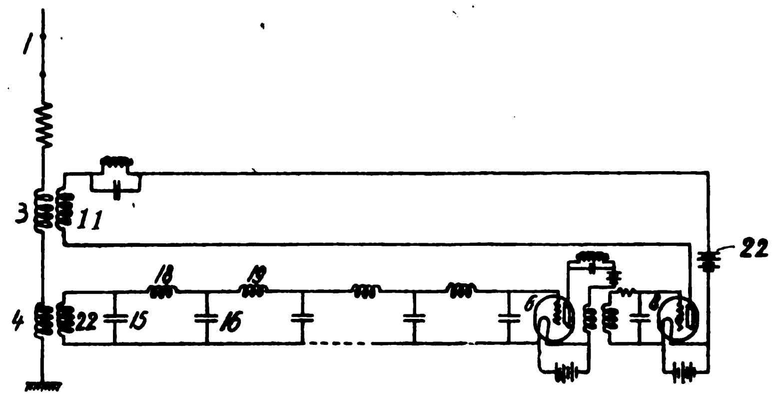


Fig. 4.

schrift 114 539 der British Thomson-Houston Co. in London (General Electric Co. in Schenectady, New York, V. St. A.). Hier soll dies dadurch erreicht werden, daß der betreffende Empfangskreis mit einer Vakuumröhre verbunden wird, die einen negativen Widerstand besitzt.

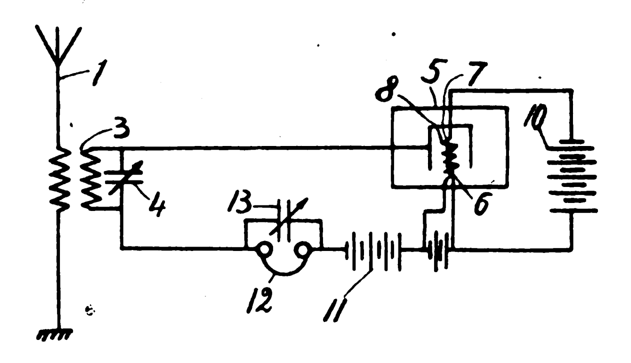


Fig. 5.

Wie in Fig. 5 dargestellt, ist der Empfangskreis 3, 4 mit dem Empfangsluftleiter 1 gekoppelt und die Vakuumröhre 5 in Reihe mit einer Batterie 11 und einem Telephon 12 an den Kondensator 4 an-

geschaltet. Die Vakuumröhre 5 enthält den Glühdraht 6, ein Gitter 7 und eine dritte Elektrode 8; das Gitter 7 wird durch eine Batterie 10 auf einem bestimmten festen Potential gehalten, wobei die Anordnung so eingestellt wird, daß sie einen negativen Widerstand bildet, d. h. daß der Strom zwischen der dritten Elektrode und der Glühkathode sich umgekehrt ändert wie die angelegte Potentialdifferenz. Wenn dann nahe der Grenze des Bereiches gearbeitet wird, innerhalb dessen diese negative Widerstandscharakteristik auftritt, so wirkt die Vakuumröhre 5 auch als Gleichrichter und ermöglicht das Abhören der Signale

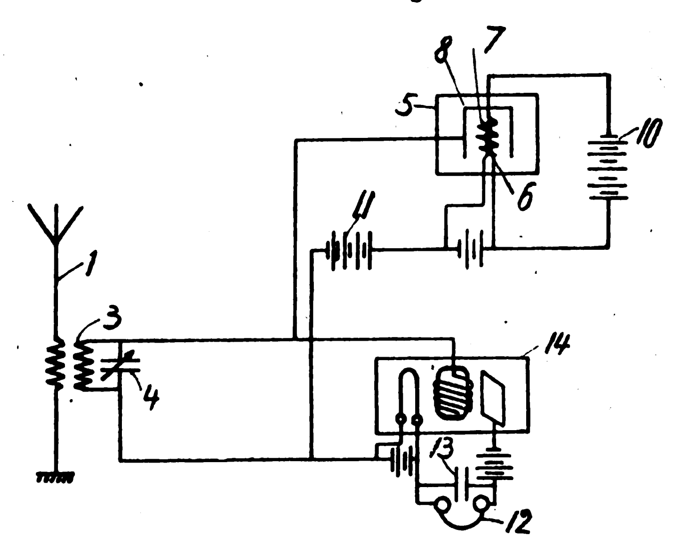


Fig. 6.

im Telephon 12. Der negative Widerstand kann auch so eingestellt werden, daß Schwingungen von einer Frequenz erzeugt werden, die um einen geringen Betrag von den Empfangsschwingungen abweicht. Dann können Signale ungedämpfter Schwingungen nach der Heterodyn-Methode (Schwebungs- oder Überlagerungsempfang) empfangen werden.

Ein veränderlicher Kondensator 13 wird zur Überbrückung des Telephons 12 angeschaltet und der so gebildete Stromkreis kann dann auf die Gruppenfrequenz der ankommenden Wellen abgestimmt werden. Wegen der Verringerung der Dämpfung besitzt das System hohe Selektivität, selbst wenn der Empfangskreis 3, 4 mit der Antenne und mit dem Detektorkreis fest gekoppelt ist, sofern ein solcher besonderer Detektorkreis verwendet wird. Bei der in Fig. 6 dargestellten Anord-

nung ist die Röhre 5, die den negativen Widerstand besitzt, von der Detektorröhre 14 getrennt und parallel zu ihr geschaltet. Der negative Widerstand könnte auch in einem mit dem Empfangskreis 3, 4 induktiv gekoppelten Kreis liegen.

Störungsausgleich bei Rahmenempfang.

In den britischen Patentschriften 127 675 und 129 722 beschreibt die British Thomson-Housten Co. in London (General Electric Co., Schenectady New York V. St. A.) Anordnungen zum gerichteten Empfang mit Rahmenantennen unter Verwendung von Schutzeinrichtungen gegen Störungen durch fremde Wellen. Fig. 7 zeigt die Anordnung

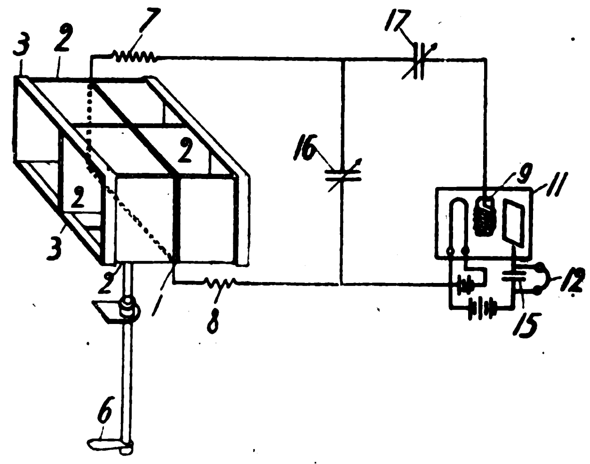


Fig. 7.

nach Patentschrift 127 675. Hier besteht der Empfangsluftleiter für gerichteten Empfang aus einer Rahmenspule 1, die aus einer großen Zahl Windungen aus isoliertem Draht besteht; diese sind über eine Anzahl von Kupferscheiben oder Spulen 2 angeordnet, die eine niedrige Impedanz besitzen. Die Scheiben 2 liegen rechtwinklig zur Ebene der Spule 1 und sind in einem Rahmen befestigt, der mittels eines Handgriffs 6 gedreht werden kann. Die Enden 7, 8, der Spule 1 sind mit dem Gitter 9 und der Kathode 10 der Röhrenanordnung 11 verbunden; ein Telephon 12, welches durch einen Kondensator 15 überbrückt ist, ist in den Anodenkreis der Röhre 11 eingeschaltet. Ein Abstimmkondensator 16 liegt quer zu Gitter 9 und Kathode 10

und ein Kondensator 17 liegt im Gitterkreis. Beim Gebrauch wird die Spule 1 gedreht, bis ihre Ebene in der Richtung der ankommenden Wellen liegt, wobei dann im Telephon 12 die stärkste Empfangswirkung auftritt. Die empfangenen Wellen üben auf die Scheiben 2 keine Wirkung aus; fremde Signale jedoch oder Störwellen, die aus anderen Richtungen kommen, erzeugen in den Scheiben 2 Ströme, deren Energie dort verzehrt wird ohne daß sie eine wahrnehmbare Wirkung auf die Spule 1 ausüben können.

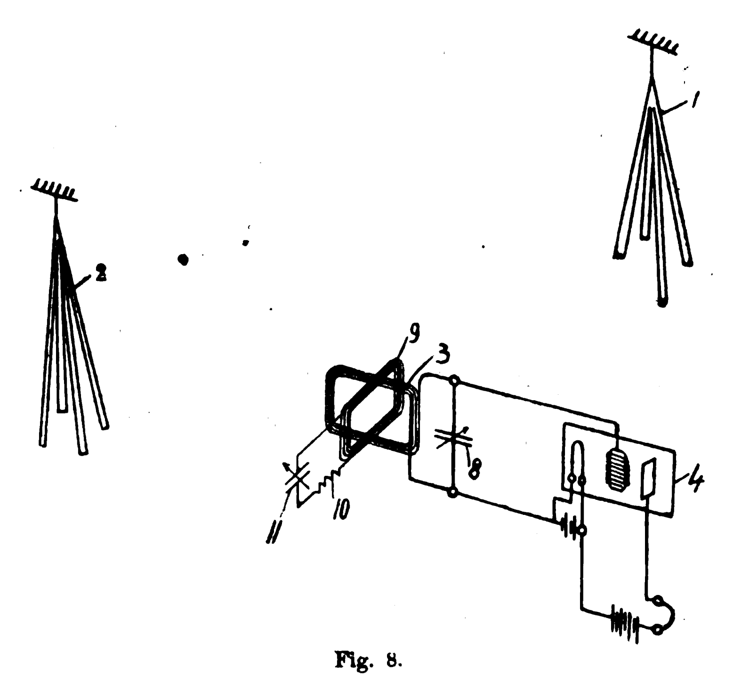


Fig. 8.

Fig. 8 zeigt die Anordnung nach der britischen Patentschrift 129 722. Der Empfangsleiter wird durch die Spule 3 gebildet, die in einer senkrechten Ebene liegt, die durch die Empfangsstation und diejenige Sendestation 2 geht, deren Signale empfangen werden sollen. Eine zweite Spule 9 liegt quer zur Spule 3, ungefähr unter rechtem Winkel dazu; diese hat den Zweck, die Empfangsspule 3 vor unerwünschten störenden Wellen einer benachbarter Senderstation 1 zu schützen. Der Empfangskreis 3 wird durch die Kapazität 8 auf die Frequenz der Station 2 abgestimmt, und die gewünschten Signale

werden durch die Vakuumröhre 4 oder einen anderen geeigneten Detektor empfangen. Die Abschirmspule 9 wird durch die Kapazität 11 und die Induktanz 10 auf die Frequenz der störenden Station 1 abgestimmt.

Bücherschau.

(Die Schriftleitung behält sich eine nähere Besprechung vor.)

C. W. Collatz, Deutsches Funkerjahrbuch für das Jahr 1921. Verlag F. A. Günther & Sohn A.-G., Berlin. 160 S.

Dr. A. Neuburger, Von Morse bis Marconi. Die Telegraphie und ihre Rolle im Dienst der Weltwirtschaft und Weltpolitik. Verlag Ullstein & Co., Berlin 1920. 241 Seiten. In Pappband gebunden M 18.—

Hanns Günther, Wellentelegraphie. Ein radiotechnisches Praktikum. Franckhsche Verlagshandlung. Stuttgart 1921. 110 Seiten. 61 Abbilbildungen. Geh. M. 6.60, geb. M. 9.80

Dr. Heinrich Wigge, Die neuere Entwicklung der Funkentelegraphie, ein Siegeszug der Vakuumröhre. 2. verbesserte Auflage. Verlag der Ingenieur-Zeitung, Cöthen-Anhalt 1921. 67 Seiten. 59 Abbildungen. Preis broschiert M. 8.—

Prof. Dr. Arthur Haas, Das Naturbild der neuen Physik. Vereinigung wissensch. Verleger Walter de Gruyter & Co. Berlin und Leipzig 1920. 114 Seiten, 6 Figuren. Preis geheftet M. 13.—

J. B. Pomey, Introduction à la Theorie des Courents téléphoniques et de la Radiotélégraphie. Paris. Gauthier-Villars et Cie. 1920. 510 Seiten. 100 Figuren. Preis 25 Frcs.

L. B. Turner, Wireless Telegraphy and Telephony. An Outline for Electrical Engineers and others. Cambridge. University Press 1921. 195 Seiten. 118 Figuren. 24 Tafeln. Preis sh. 20.—

Literaturverzeichnis.

Ann. d. Postes, Télégr. et Téléph. 9, S. 155, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 15, S. 792, 1920. Multiple Telegraphy and Telephony with High-Frequency Currents.

v. Arco, Graf Georg, Festschrift zur Einweihung der Großfunkstelle Nauen, S. 63. Die verschiedenen Hochfrequenzmaschinen für ungedämpfte Sender von Großstationen.

— und **M. Osnos,** ebenda S. 73. Die Hochfrequenzmaschinenanlage in Nauen.

Arnold, H. D., Rad. Rev. 1, 15, S. 745, 1920. Phys. Rev. **16,** S. 70, 1920. Phenomena in Oxide-coated Filament Electron Tubes.

Ballhatchett, A. V., Model Engineer **43,** S. 282, 1920. Vacuum Valves and Valve Circuits.

Banneitz, Fritz, Telegr. und Fernspr. Techn. 9, 5/6, S. 90, 1920. Über Betriebsversuche und Erfahrungen mit drahtloser Schnelltelegraphie.

Berndt, Ztschr. f. Instrkde. **40,** 9, S. 187, 1920. (Ref. über E. Nesper und C. Floch, Phys. Ztschr. **20,** S. 371, 1919.) Universalröhreninstrumentarium.

Bigourdan, G., C. R. 171, 14, S. 600; 15, S. 643, 1920. Corrections des signaux horaires normaux émis par le Bureau international de l'Heure.

van der Bijl, H. J., Phys. Rev. **12,** 3, S. 171, 1918. Theory of Thermionic Amplifier.

Birnbaum, W. H., Telegr. u. Fernspr. Techn. **9,** 5/6, S. 93, 1920. Rechentafel für Ableitungsmessungen.

Bocquet, A., Bull. Soc. Belge Él. **34,** S. 176, 1920. Ref. **Rad.** Rev. **1,** 15, S. 784, 1920. The Large Wireless Stations.

Boedecker, F. und **H. Riegger,** Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konzern **1,** S. 126, 1920. Über Frequenzrelais.

Böhm, O., Arch. f. Elektrot. **9,** 8/9, S. 341, 1920. Die stationären Schwingungen der wechselstromgespeisten Spule.

Boucheron, P. H., El. Exp. 7, S. 1185, 1204, 1920. Vacuum Tube Amplification.

Bowyer, W., Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **80,** S. 648, 1920. Ref. **Rad. Rev. 1,** 15, S. 790, 1920. Reception of W./T. Time Signals at the Royal Observatory, Greenwich.

Breitfeld, C., E. u. M. **38,** 46, S. 537, 1920. Strom- und Feldverdrängung in runden Leitern.

Bull. Soc. Belge Él. 34, S. 120, 1920. The Wireless Telephone Receiving Stations at Stockel.

— ebenda S. 187. Ref. Rad. Rev. **1,** 15, S. 788, 1920. Classification of Frequencies.

Catterson-Smith, J. K., Electrician 85, 14, S. 388, 1920. The Design of Intervalve Transformers—Application to Low-Frequency Aperiodic Magnifiers.

Chapman, S., Journ. Inst. El. Eng. 57, Suppl. S. 209, 1920. Ref. **Rad. Rev. 1,** 15, S. 781, 1920. Electric Phenomena occurring in High Levels in the Atmosphere.

Cooper, A., Wireless World 8, S. 224, 1920. An Efficient Plain Aerial Receiver.

Coursey, Philip R., Rad. Rev. 1, 15, S. 768, 1920. Mica Condensers for Radio Work.

— Nature **106,** S. 115, 1920. The Electrical Transmission of Pictures.

Crandall, J. B., El. World 75, S. 1151, 1920. Condenser Type Transmitter.

Eastman, E. D., Journ. Amer. Chem. Soc. **42,** S. 1648, 1920. Conductivity and Frequency.

Electrical Industries 20, S. 1276, 1920. High-Power Wireless in Canada.

El. Rev, 87, S. 241, 1920. Électricité 2, III, 1920. Wireless Telegraphy, France.

El. World 75, S. 1225, 1920. Linear Variable Condensers for Wireless Work.

— ebenda S. 1290. Audion Vacuum Tube Detector.

El. World 76, S. 104. Ref. Rad. Rev. 1, 15, S. 787, 1920. Amplifying Radio Transformers.

Electrician 85, 1, S. 42, 1920. Imperial Wireless Telegraphy.

Électricité 2, V, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 15, S. 793, 1920. International Telegraphic and Radiotelegraphic Conference.

Elektrot. Ztschr. 42, 1, S. 16, 1921. Das Reichsfunknetz.

— ebenda S. 17. Vereinigung der Funktelegraphie mit der Telephonie in Nordamerika.
Großstation New-Brunswick.
Muschelfernhörer Benaudi.

— ebenda 2, S. 42. Funkentelegraphie in Argentinien.

— ebenda 3, S. 62. (Ref. über E. Taylor Jones, Electrician 83, S. 167, 201, 1919.) Schwingungen bei der Entladung einer Induktionsspule.

— ebenda 4, S. 87. Der amerikanische Marinefunkdienst.

Esau, A., Festschrift zur Einweihung der Großfunkstelle Nauen, S. 88. Die Duplexanlagen von Nauen.

Ettenreich, R., Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 1, 2, S. 49, 1920. Die Erzeugung kurzer Hertzscher Wellen mit Vakuumröhren nach Barkhausen.

— ebenda 3, S. 66. Über Hochfrequenzverstärker und Rahmenantennen.

Ever. Eng. Mag. 9, S. 159, 1920. High-Inductance Variometers.

Fleming, J. A., Nature **105**, S. 706, 1920. The Thermionic Valve in Wireless Telegraphy and Telephony.

Gehne, P., Ztschr. f. d. phys. u. chem. Unterr. **32**, 6, S. 206, 1919. Die neueste Entwicklung der drahtlosen Telegraphie.

Gerdien, H. und **W. Rihl**, Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konzern 1, S. 122, 1920. Ein Resonanzrelais.

Greinacher, H., Bull. Schweiz. Elektrot. Ver. **11**, S. 59, 1920. Erzeugung einer Gleichspannung vom vielfachen Betrage einer Wechselspannung ohne Transformator.

Herweg, J., Ztschr. f. Phys. **3**, S. 36, 1920. Die elektrischen Dipole in flüssigen Dielektricis.

Jaeger, W., Elektrot. Umsch. 8, 24, S. 375, 1920. Die Kettenleiter. (Schluß.)

Jaffé, Georg, Ann. d. Phys. **63**, S. 145, 1920. Zur Theorie der Hochvakuumentladung.

Jones, E. T., El. Exp. 7, S. 1020, 1090, 1920. The Fessenden Oscillator.

Journ. Amer. Inst. El. Eng. 39, S. 341, 1920. Classification for Subjects in Radio Science.

Kean, J. W., Sc. Amer. **122**, S. 698, 712, 1920. Wireless Half Way Round the World.

Kentz, C. R., Wireless Age 7, S. 24, Jan. 1920. V. T. Detector and Four-stage Amplifier Resistance Coupled.

Kiebitz, F., Telegr. u. Fernspr. Techn. 9, 5/6, S. 88, 1920. Neuere Arbeiten aus dem Gebiete der Funktelegraphie.

Krumm, L. R. and **W. H. Taylor**, Wireless Age 7, Jan. S. 12, April S. 10, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 15, S. 785, 1920. Wireless in the A.-E. F.

Küpfmüller, K., Telegr. u. Fernspr. Techn. 9, 5/6, S. 87, 1920. Zur Methode der vergleichenden Dämpfungsmessung.

Lafave, L. M., Wireless Age 7, Jan. S. 28. Winding an Tapping Radio Coils.

Latour, M., El. World **76**, S. 241, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 15, S. 778, 1920. Vakuum Tube Amplifiers.

Lilienfeld, J. E., Ann. d. Phys. (4) **61**, S. 221, 1920. Zur Hochvakuumentladung.

— ebenda **63**, S. 175. Bemerkung zu Herrn G. Jaffé's vorstehender Arbeit: Zur Theorie der Hochvakuumentladung.

Lindman, Karl F., ebenda S. 621. Über eine durch ein isotropes System von spiralförmigen Resonatoren erzeugte Rotationspolarisation der elektromagnetischen Wellen.

de Mare, J., T. S. F. Moderne **1**, S. 148, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 15, S. 780, 1920. An Improvement in Frame Aerial Direction Finders.

Mayer, E., Ztschr. f. techn. Phys. **2**, 1, S. 18, 1921. Zur Theorie der Lichtbogenschwingungen.

Model Engineer 43, S. 270, 1920. Long Wave Tuner and C. W. Receiver and Amplifier.

Mühlbrett, K., Arch. f. Elektrot. **9**, 8/9, S. 365, 1920. Über Verstärkertransformatoren.

Neumann, H., Festschrift zur Einweihung der Großfunkstelle Nauen, S. 180. Zeitzeichen der Großfunkstelle Nauen.

Nukiyama, Heiichi, Technology Reports of the Tôhoku Imperial University 1, 3, S. 137, 1920. The Energetics of Telephone Receivers.

Peaslee, W. D. A., El. World **75**, 25, S. 1420, 1920. Fuchsine Method for Testing Porosity of Electrical Porcelain.

van der Pol, Balth., Rad. Rev. **1**, 15, S. 754, 1920. A. Theory of the Amplitude of Free and Forced Triode Vibrations. (Concluded.)

Quentin, R., Électricien **51**, S. 382, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 15, S. 791, 1920. Three-valve Resistance Amplifier.

Quiring, F., Festschrift zur Einweihung der Großfunkstelle Nauen, S. 153. Entwicklung und Organisation der deutschen überseeischen Radioverbindungen.

Rad. Rev. 1, 15, S. 754, 1920. (Sammelreferat über einige Arbeiten von A. Esau.) The Calculation of the Self and Mutual Inductance of Coils.

Ross, U. B., Wireless Age 7, Jan. S. 27, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 15, S. 782, 1920. Receiver Circuit.

Sawtelle, W. O., Phys. Rev. **15**, S. 537, 1920. The Electric Spark Modified Method of Control.

Schottky, W., Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konzern 1, S. 64, 1920. Zur Raumladungstheorie der Verstärkerröhren.

— und **C. A. Hartmann,** Ztschr. f. Phys **2**, 3, S. 206, 1920. Experimentelle Untersuchung des Schroteffektes in Glühkathodenröhren.

Schriever, O., Ann. d. Phys. **63**, 23, S. 645, 1920. Elektromagnetische Wellen an dielektrischen Drähten.

Sc. Amer. 122, S. 669, 1920. Direction Finding by Radio.

— ebenda S. 697. A Portable Wireless Set.

— ebenda S. 701. Wireless Incendiary?

— ebenda **123**, S. 121, 1920. The Cathode Ray Oscillograph.

— ebenda S. 149. Ref. Rad. Rev. 1, 15, S. 774, 1920. The Intensity of Wireless Signals.

Sc. Amer. 23, S. 207. The Rome Wireless Station.
— ebenda S. 207. Wireless Age 8, Okt. S. 9, 1920. Wireless in China.
Sleeper, M. B., Rad. Rev. 1, 15, S. 751, 1920. An American Duplex Radiotelephone Set.
Solff, K., Festschrift zur Einweihung der Großfunkstelle Nauen, S. 38. Nauens Bedeutung für Deutschland im Weltverkehr.
Soret, A. and **B. Couespel,** Ann. d. Postes, Télégr. et Téléph. 8, S. 666, 1919. A New Microphone.
Stuart, J., Pop. Sc. Monthly 97, S. 51, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 15, S. 787, 1920. Telegraphing with Invisible Rays of Heat.
Sweet, E. L., Wireless Age 7, Jan. S. 27. Winding Inductances of Honeycomb Cross Section.
Telegr. and Teleph. Age 38, S. 425, 1920. Wireless Plant to be Erected in Mexico.
Telegr. und Fernspr. Techn. 9, 5/6, S. 69, 1920. Bericht über die Tätigkeit des Telegraphen-Versuchsamts in den Jahren 1913—1918.
— ebenda S. 96. (Ref. über Rev. Gén. de l'Él. 7, S. 11, 1920.) Zwischenverstärker in Fernleitungen.
— ebenda 10, S. 149. Stand des Reichsfunknetzes.
— ebenda S. 149. Der Rundfunk.
T. S. F. Moderne 1, S. 151, 1920. A Simple Method of Calculating the Inductance of a Single Layer Winding.
Terazawa, Kwanichi, Tôhoku Math. Journ. 10, S. 73, 1916. Note on the Mutual Inductance between a Helix and a Coaxial Circle; a Helix and a Coaxial Cylindrical Current Sheet.
Thurn, H., Festschrift zur Einweihung der Großfunkstelle Nauen, S. 124. Funkentelegraphischer Wetterdienst in Deutschland.
Uller, Karl, Ztschr. f. Phys. 3, 5, S. 361, 1920. Einige Sätze aus der Theorie der gebundenen elektromagnetischen Wellen.
Wagner, K. W., Elektrot. Ztschr. 41, 51, S. 1025, 1920. Das Mehrfachfernsprechen und Telegraphieren auf Leitungen mit Hochfrequenz.
Wireless Age 7, Jan. S. 8, 1920. Lightships to have Wireless.
— ebenda S. 10. Wireless in Foreign Trade.
— ebenda Sept. S. 22. Ref. Rad. Rev. 1, 15, S. 775, 1920. Transmitter for Use on Direct Current.
— ebenda S. 23. Ref. Rad. Rev. 1, 15, S. 776, 1920. Method of Signalling with an Arc.
Wolcott, E. R., Phys. Rev. 12, 4, S. 284, 1918. Effect of Dielectrics on the Sparking Voltage.
Zinn, M. Z., Wireless Age 7, Mai S. 21, 1920. Ref. Sc. Abstr. 23 B, S. 326, 1920. El. World 76, S. 33, 1920. Rad. Rev. 1, 15, S. 786, 1920. Radio Frequency Inductance Coils.

Kurze Mitteilungen.

(Mitteilungen aus dem Leserkreis erbeten.)

In den letzten Wochen haben Versuche stattgefunden, um einen **funktelegraphischen Verkehr zwischen Deutschland und England** einzurichten. Sie haben ein günstiges Ergebnis gehabt, so daß seit einigen Tagen zur Beförderung von Telegrammen übergegangen werden konnte. In England dient als Sendestelle die Station Stonehaven in Schottland, der Empfang geht in London vor sich. Auf deutscher Seite konnte die Einrichtung so getroffen werden, daß das Senden und das Aufnehmen beim Haupttelegraphenamt in Berlin erfolgt. Durch sogenannte Ferntastung wird nämlich von diesem Amt aus die Sendeeinrichtung in Königs-Wusterhausen betätigt, während eine Drahtübertragung die in Teltow bewirkte Funkaufnahme zum Haupttelegraphenamt vermittelt. Einstweilen findet der Telegrammaustausch auf der neuen Verbindung täglich in der Zeit von 5 bis 8 Uhr nachmittags, ausgenommen Sonntags, statt. Da automatischer Betrieb mit Schnelltelegraphenapparaten eingerichtet ist, bestehen die besten Aussichten für die Ausgestaltung der Abflußwege für den englischen Verkehr. Die Gebühren auf dem Funkwege sind die gleichen wie auf dem Kabelwege.

Funkverkehr mit Jugoslawien. Der kürzlich zwischen Deutschland Königs-Wusterhausen) und Jugoslawien (Serajewo) aufgenommene Funkverkehr, der sich auf Wunsch der Telegraphenverwaltung Jugoslawiens bisher nur auf dem Austausch von Staats- und dringenden Privattelegrammen erstreckte, ist jetzt auf Veranlassung des Reichspostministeriums erweitert worden. Es sind fortan in der Richtung von Deutschland nach Jugoslawien auch gewöhnliche Privattelegramme, ferner Pressetelegramme zu halber Gebühr zugelassen.

Die von der Deutschen Seewarte in Hamburg auf Grund inländischer und ausländischer Wetterbeobachtungen zusammengestellten **Telegramme über die Wetterlage,** die für die Öffentlichkeit wissenswert und für manche Gebiete, wie die Landwirtschaft und Luftschiffahrt unentbehrlich sind, werden schon zu einem wesentlichen Teil funktelegraphisch verbreitet. Ihre Wichtigkeit verlangt schnellste Beförderung und Verbreitung überallhin. Um die rechtzeitige und zweckmäßigste Übermittlung der auf dem Funkwege zu befördernden Telegramme sicherzustellen, hat die Reichstelegraphenverwaltung kürzlich Versuche angestellt, die Wetternachrichten von der Deutschen Seewarte drahttelegraphisch unmittelbar an die Hauptfunkstelle beim Haupttelegraphenamt in Berlin geben zu lassen, von wo sie über die Hauptfunkstelle Königs-Wusterhausen durch Ferntastung funktelegraphisch verbreitet und von bestimmten Wetterdienststellen und

reichseigenen Funkempfangsstellen aufgenommen werden. Das günstige Ergebnis der Versuche hat zur Beibehaltung des Übermittelungsverfahrens geführt.

Persönliches. Ministerialdirektor Dr. Ing. h. c. Bredow wurde zum Staatssekretär im Reichspostministerium für den Bereich des Telegraphen- und Fernsprechwesens ernannt.

Die Herren von Buol und Grabo wurden zu Direktoren und Vorstandsmitgliedern der Siemens & Halske A.-G. ernannt.

Jahrbuch

Zeitschrift für

drahtlose Telegraphie und Telephonie

sowie für das Gesamtgebiet der Hochfrequenztechnik

Band 17. Mai 1921. Heft 5.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: *Prof. Dr. H. Faßbender Berlin-Lichterfelde, Enzianstrasse Nr. 1,* zu senden. **Manuskripte können jetzt wieder innerhalb kurzer Zeit zum Abdruck gelangen.** Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Abonnements und Inserate sind an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39* zu richten.

Zur Theorie der Messungen mittels ungedämpfter elektrischer Schwingungen an zwei magnetisch gekoppelten Kreisen.

(Auszug aus der Hamburger Dissertation.)

Mitteilung aus dem Telegraphentechnischen Reichsamt.

Von **Heinrich Pauli.**

Einleitung.

Um Kapazitäten, Induktivitäten und Widerstände bei hohen Frequenzen zu untersuchen und zu messen, schaltet man sie zu elektrischen Schwingungskreisen von entsprechender Eigenfrequenz zusammen. Dann spielen bekanntlich weniger jene Größen allein, als die von ihnen bestimmten Eigenfrequenzen, Eigendämpfungen und Kopplungen eine Rolle. Da man nun zum Vergleich zweier Frequenzen zwei Kreise braucht, da eine Kopplung gekoppelte Kreise voraussetzt und da eine Dämpfung sich wohl am einfachsten in einem Sekundärkreise messen läßt, so stellen zwei gekoppelte Kreise die gebräuchlichste und wichtigste Anordnung dar.

Die Frage, welche Kopplungsfrequenzen, -Dämpfungen, Amplituden und Phasen in dieser Anordnung entstehen, ist als Theorie gekoppelter Kreise behandelt worden.[3, 4, 7, 12, 14]) Die Meßtechnik setzt nun alle Beziehungen zwischen den entstehenden Größen und den zugrunde gelegten als bekannt voraus und fragt umgekehrt, wie man eine der Grundgrößen, die im Augenblick unbekannt ist, durch Messung von entstehenden Größen bestimmen kann. Dabei soll die Messung möglichste Einfachheit mit hinreichender Genauigkeit verbinden.

Bei solchen Messungen bevorzugt man heute ungedämpfte Schwingungen, die man außerordentlich gleichmäßig unterhalten kann, vor den gedämpften Schwingungen, die man früher allein darstellen konnte. Dieser Entwicklung entsprechend wurde die Theorie der gedämpften Kopplungsschwingungen und der mit ihrer Hilfe ausführbaren Messungen zuerst ausgearbeitet.[1]) Eine besondere und zugleich strenge Theorie der ungedämpften Vorgänge in gekoppelten Kreisen hat bisher gefehlt; sie ist erst in neuester Zeit von Möller, Heegner und vom Verf.*) zugleich in Angriff genommen worden[22, 25]). Infolgedessen mußte sich

*) Dieser Abschnitt der Dissertation ist daher unter Hinweis auf die inzwischen erschienenen Arbeiten hier gekürzt und umgearbeitet worden.

die Meßtechnik hinsichtlich ungedämpfter Schwingungen bisher damit begnügen, die für gedämpfte Schwingungen bekannten Verfahren sinngemäß anzuwenden.

Hieran ist zweierlei unbefriedigend. Einerseits ist die „sinngemäße" Anwendung obiger Verfahren in der Literatur nicht immer ausreichend begründet, andrerseits beschränken sich diese Verfahren auf sehr feste oder sehr lose Kopplung, ohne daß die dazwischenliegenden Fälle eine Verwertung finden. Der Verfasser stellt sich daher die Aufgabe, erstens die theoretische Begründung der bekannten Meßverfahren auf eine strenge Grundlage zu stellen und zweitens für alle Kopplungen die Möglichkeiten zu untersuchen, die zwei ungedämpft schwingende gekoppelte Kreise für Meßzwecke bieten.

Die Ausführungen gliedern sich in folgende Abschnitte*):

I. Über die bisherige theoretische Behandlung ungedämpfter Schwingungen in gekoppelten Kreisen.

II. Ableitung strenger Beziehungen zwischen meßtechnisch wichtigen Größen.
   - a) Theoretische Beziehungen zwischen den vorliegenden Größen.
   - b) Auswahl praktisch anwendbarer Beziehungen.
   - c) Meßmöglichkeiten auf Grund der entwickelten Beziehungen.
   - d) Theorie der Meßreihen.
   - e) Beziehungen bei veränderlicher Primärkapazität.

III. Über die Vereinfachung der Beziehungen durch Näherungen.
   - a) Die Berechtigung, Vernachlässigungen vorzunehmen.
   - b) Die 5 möglichen Fälle des Verhältnisses von Kopplung zu Dämpfung.

IV. Folgerungen für Meßverfahren und Ergebnisse der Arbeit.
   - a) Zu den Verfahren bei Abstimmung.
   - b) Zu den Verfahren bei kurzgeschlossener Sekundärspule.
   - c) Zu den Verfahren bei halbem Resonanzausschlag.
   - d) Ergebnisse.

I. Die bisherige theoretische Behandlung ungedämpfter Schwingungen in gekoppelten Kreisen.

Als die „kontinuierlichen" Lichtbogenschwingungen in die Meßtechnik eingeführt wurden, setzte man sie zunächst im Primärkreis

*) Außerdem enthält die Dissertation einen Abschnitt über die Herleitung der speziellen Lösung für ungedämpfte Schwingungen aus der allgemeinen Lösung für freie Schwingungen in zwei gekoppelten Kreisen,[12]) sowie eine Zusammenstellung von Näherungsformeln mit anschließender Beschreibung der Vorgänge.

als ungedämpft in Rechnung.[6]) Da nun in der Theorie der gedämpften Kopplungsschwingungen der Abklingungsexponent dem Ohmschen Widerstand proportional ist, so lag es nahe, eine ungedämpft schwingende Anordnung als praktisch widerstandslos anzusehen.[23])

Daß aber die Nullsetzung aller Widerstände nur in erster Näherung zur Beschreibung ausreicht, ließ sich leicht erkennen, weil dieser Ansatz schon von Oberbeck durchgerechnet worden war.[2]) Er gestattet nur die Erscheinungen bei fester Kopplung, z. B. das „Ziehen" des Zwischenkreissenders[23]), aber nicht die bei loser Kopplung eintretende Resonanzerscheinung zu beschreiben. Daraus wurde gefolgert, daß noch irgendeine Dämpfung vorhanden sein müsse und zu ihrer Auffindung folgender Weg eingeschlagen.[10]) Man kannte für beliebig gedämpfte Schwingungen ein von Bjerknes angegebenes Verfahren [1]), aus der „Breite der Resonanzkurve" des Integraleffekts in einem Sekundärkreise die Summen der vom ersten und zweiten Kreise herrührenden Dämpfungsdekremente δ zu messen. Diese Beziehung lautet in der Drudeschen Formulierung[4]):

$$\delta_1 + \delta_2 = \pi \frac{C_r - C_2}{C_r} \sqrt{\frac{J_2^2}{J_r^2 - J_2^2}}, \tag{1}$$

worin C_r, C_2, J_r^2, J_2^2 die Kapazitäten und Stromeffekte des Sekundärkreises bei Resonanz bzw. bei Verstimmung bezeichnen. Nun fanden zuerst Rausch von Taubenberg und Monasch[6]), daß man auch bei den „ungedämpften" Schwingungen eine endliche „Breite" der Resonanzkurve erhält. Sie suchten diese Erscheinung durch folgende Annahme zu erklären, die seitdem oft wiederholt worden ist:

„In diesem Falle genügt es, die Resonanzkurve in dem zu untersuchenden Kreise aufzunehmen, deren Form ja nur durch die Dämpfung dieses Kreises selbst bestimmt ist, und hieraus das gesuchte Dekrement in bekannter Weise abzuleiten (T. und M.).[6])

„Ist das Primärsystem ein ungedämpft schwingender Oszillator, so bleiben die Beziehungen mit der Bedingung $\delta_1 = 0$ bestehen (Zenneck).[16])

„ . . . singemäß δ_1 gleich Null . . ." (Hahnemann).[8])

„Da der Primärkreis ungedämpft schwingt, folgt die Eigendämpfung des Meßkreises nach der Verstimmungsmethode zu δ_2 = usw." (Nesper und Floch).[21])

Dazu ist aber folgendes zu bemerken: die Aussage, daß die Primärdämpfung $\delta_1 = 0$ sei, beruht auf der Auffassung von δ als Dekrement, d. h. Amplitudenabnahme. Die Schwingung im zweiten

Kreise ist aber auch von gleichbleibender Amplitude, so daß man ebenfalls $\delta_1 = 0$ zu setzen und der Formel ihre Berechtigung für ungedämpfte Vorgänge abzusprechen hätte.

Definiert man andererseits die Dämpfungsgröße δ als das Verhältnis der in Wärme umgesetzten zur schwingenden Energie, dann müßten beide Dämpfungen auch bei einer sogenannten ungedämpften Schwingung meßbare Werte haben, denn in beiden Kreisen wird unvermeidlich Joulesche Wärme erzeugt.

Eine dritte Auffassung besteht darin, daß man eine Energiezufuhr als „negative Dämpfung" der positiven durch Energieabgabe gegenüber stellt. Nämlich während ein gedämpfter Vorgang sich nach einmaliger Energieansammlung von selbst abspielt, kann ein „ungedämpfter" nur durch dauernde Energiezufuhr unterhalten werden. Aber auch in diesem Falle wäre es nicht folgerichtig, im unmittelbar erregten ersten Kreise die zugeführte Energie gleich der dort verbrauchten anzunehmen, was $\delta_1 = 0$ besagen würde, sondern nach dem Grundsatz von der Erhaltung der Energie müßte dann die zugeführte um den Betrag der im angekoppelten Kreise verbrauchten vermehrt und diesem Umstande durch ein negatives δ_1 Rechnung tragen werden.

Hierdurch ist gezeigt, daß der Ansatz $\delta_1 = 0$ sich in der angeführten Weise nicht rechtfertigen läßt, da der Begriff der Dämpfung doppeldeutig verwendet worden ist. Dennoch bestätigten praktische Messungen den Ansatz. Da gelang es C. Fischer, durch Hinzunahme eines zweiten Verfahrens zu zeigen, daß

> „bei der Aufnahme von Resonanzkurven (mit Lichtbogenschwingungen) die Primärschwingung innerhalb der Fehlergrenzen der Methode als ungedämpft angesehen werden kann".[10])

Mit anderen Worten: „Das Experiment läßt nur soviel erkennen, daß bei den gewählten Versuchsbedingungen (äußerst loser Kopplung) δ_1 klein gegen δ_2 ist[15]); der in der Literatur wiederholt aufgestellte Ansatz $\delta_1 = 0$ kann niemals Voraussetzung, sondern immer nur Ergebnis einer Dämpfungsmessung sein. Er kann daher auch nicht zu einer strengen Theorie der ungedämpft schwingenden gekoppelten Kreise führen, sondern nur zu einer Näherung, ohne über deren Grad etwas aussagen zu können (vgl. M. Wien).[5])

Nicht auf dem eben beschriebenen Umwege über die allgemeine Theorie gedämpfter Vorgänge, sondern unmittelbar gingen andere Forscher vor[8, 18, 19]), die die Erscheinungen als reine Wechselstromvorgänge behandelten. Wenn sie aber dabei die Selbsterregung durch eine konstante Fremderregung ersetzen, dann beschränken auch sie sich

auf äußerst lose Kopplung, ohne dabei deren Grenzen theoretisch zu erfassen. Denn daß die selbstgesteuerte Frequenz von der Rückwirkung des resonierenden Systems abhängig ist, hat schon M. Wien ganz allgemein untersucht.[3])

Somit ist bei allen in der Literatur bisher beschriebenen Meßverfahren mittels ungedämpfter Schwingungen eine strengere Begründung wünschenswert, die sich nicht allein auf die Betrachtung äußerst loser oder sehr fester Kopplung beschränkt.

II. Ableitung strenger Beziehungen zwischen meßtechnisch wichtigen Größen.

a) Theoretische Beziehungen zwischen den vorliegenden Größen.

Im folgenden werden zwei magnetisch gekoppelte Kreise betrachtet, von denen der erste mit einer Selbsterregung versehen ist. Für zwei sich selbst überlassene Kreise lautet der Spannungsansatz bekanntlich[2]): wenn C die Kapazitäten, L die Selbstinduktionen, R die Widerstände, L_{12} die Gegeninduktion und i die Stromstärken zur Zeit t bedeuten:

$$\frac{1}{C_1}\int i_1\,dt + R_1 i_1 + L_1 \frac{d i_1}{dt} + L_{12}\frac{d i_2}{dt} = 0 \tag{2}$$

$$\frac{1}{C_2}\int i_2\,dt + R_2 i_2 + L_2 \frac{d i_2}{dt} + L_{12}\frac{d i_1}{dt} = 0 \tag{3}$$

Durch Hinzunahme der Selbsterregung soll hierin eine ungedämpfte Schwingung unterhalten, d. h. rein periodische Lösungen für i möglich gemacht werden geschrieben als Wechselströme der Kreisfrequenz ω, Amplitude J und Phasenverschiebung φ:

$$i_1 = J_1 \cos\omega t \qquad i_2 = J_2 \cos(\omega t + \varphi), \tag{4}$$

Jede solche Erregungsweise läßt sich ganz allgemein darstellen durch eine zu Gl. (1) hinzutretende elektromorische Kraft gleicher Periode ω, aber verschiedener Phase:

$$v = V\cos(\omega t + \psi), \tag{5}$$

die so beschaffen sein muß, daß das Gleichungssystem erfüllt wird. Neben der ungedämpften Schwingung tritt nun gleichzeitig noch gedämpfte auf, denn die Differentialgleichung für i_1 oder i_2 allein ist von 4. Ordnung.[22, 25]) Da sich aber die vorliegende Betrachtung nur auf den „eingeschwungenen“ Zustand bezieht, so dürfen die ge-

dämpften Vorgänge als abgeklungen gelten. Nur im Abstimmungsfall wird die gedämpfte Schwingung ebenfalls ungedämpft und ein Ziehgebiet sogar negativ gedämpft, so daß beide Kopplungsschwingungen dann miteinander schweben müßten; praktisch jedoch wird dieser Zustand von den Schwingungserzeugern nicht unterhalten. Somit ist es statthaft, im folgenden die ungedämpfte Schwingung als allein vorhanden zu behandeln. Die Gl. (1) und (2) lauten dann, wobei $\omega t + \varphi = \omega t'$ gesetzt ist:

$$\left(\frac{\sin \omega t}{\omega C_1} + R_1 \cos \omega t - \omega L_1 \sin \omega t\right) J_1 - \omega L_{12} J_2 \sin(\omega t + \varphi) = V \cos(\omega t + \psi),$$

$$\left(\frac{\sin \omega t'}{\omega C_2} + R_2 \cos \omega t' - \omega L_2 \sin \omega t'\right) J_2 - \omega L_{12} J_1 \sin(\omega t' - \varphi) = 0.$$

Sie können für jeden Wert von t bzw. t' nur dann bestehen, wenn die Koeffizienten von $\sin \omega t$ und $\cos \omega t$ einzeln verschwinden:

$$\sin \omega t \quad \left(\frac{1}{\omega C_1} - \omega L_1\right) J_1 - \omega L_{12} J_2 \cos \varphi = V \sin \psi \tag{6}$$

$$\cos \omega t \quad R_1 J_1 - \omega L_{12} J_2 \sin \varphi = V \cos \psi \tag{7}$$

$$\sin \omega t' \quad \left(\frac{1}{\omega C_2} - \omega L_2\right) J_2 + \omega L_{12} J_1 \cos \varphi = 0 \tag{8}$$

$$\cos \omega t' \quad R_2 J_2 + \omega L_{12} J_1 \sin \varphi = 0. \tag{9}$$

Dies sind die gesuchten Beziehungen zwischen den sieben Grundgrößen $C_1\ L_1\ R_1\ C_2\ L_2\ R_2\ L_{12}$, der mit einer Phasenverschiebung ψ angelegten elektromotorischen Kraft von der Amplitude V und den entstehenden Größen ω, J_1, J_2 und φ.

b) Auswahl praktisch anwendbarer Beziehungen.

Mathematisch betrachtet liegen 5 Unbekannte: $\frac{V}{J_1}$, $\frac{J_2}{J_1}$, ω, φ und ψ in 4 Gleichungen vor. Über eine dieser Größen darf noch verfügt werden. Dies gilt schon für die Selbsterregung eines einzelnen Kreises, wie man aus Gleichung (6) bei Nullsetzung von L_{12} sieht. Die entstehende Frequenz ω ist abhängig von L_1, C_1, ψ und $-\frac{V}{J_1}$, dem sogenannten negativen Widerstand, mit anderen Worten: die Selbsterregung eines Systems von C, L, R zur ungedämpften Schwingung führt nicht eine auf feste

Frequenz, sondern letztere hängt von der Erregungsweise ab. Dies trifft bei den meisten zu technischen Zwecken gebauten Schwingungskreisen (Sendern) zu, beim Lichtbogengenerator infolge der Hysteresis, beim rückgekoppelten Röhrensender infolge nicht ausgeglichener Phasenverschiebungen. Wenn es aber gelingt, durch geeignete Rückkopplung wenigstens im Meßbereich $\psi = 0$ zu halten, dann gilt für den einzelnen Kreis

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} = \omega_1 ,$$

d. h. die entstehende Frequenz wird unabhängig von der Erregungsweise gleich der sogenannten idealen Eigenfrequenz. Diese Verfügung über ψ ist von so offensichtlichem Vorteil für Meßzwecke, daß im folgenden die „Phasenreinheit" $\psi = 0$ vorausgesetzt wird. Über die physikalische Verwirklichung dieses Falles muß auf die Literatur[22]) verwiesen werden.

Unsere Aufgabe besteht darin, eine der Grundgrößen durch Messung der entstehenden zu bestimmen. Die Messung des negativen Widerstandes V/J_1 und des Phasenwinkels φ ist nun so umständlich gegenüber der von ω und J_2/J_1, daß im Folgenden nur die entstehende Frequenz und das Amplitudenverhältnis benutzt werden sollen. Zunächst sollen V_1 und φ eliminiert werden. Allerdings entzieht sich bei Verzicht auf Gl. (7) zugleich R_1 der Bestimmung; nur eine Beziehung ist erwähnenswert:

Im allgemeinen Fall ergibt die Elimination von φ aus (7) und (9)

$$R_1 J_1^2 + R_2 J_2^2 = V J_1 \cos \psi \tag{10}$$

in Worten: die in beiden Kreisen entwickelten Stromwärmen sind gleich der im ersten Kreis aufgewandten Leistung. Dies ist die Bestätigung der Erhaltung der Energie.

Die Elimination von φ aus (6) und (8) gibt für $\psi = 0$:

$$\frac{\omega L_1 - \dfrac{1}{\omega C_1}}{\omega L_2 - \dfrac{1}{\omega C_2}} = \frac{J_2^2}{J_1^2}$$

Den hierin enthaltenen Ausdrücken

$$\frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} \quad \text{und} \quad \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}$$

kommt eine physikalische Bedeutung zu, man nennt sie[12]) die Eigenfrequenzen ω_1 und ω_2 der Kreise. Somit schreiben wir:

$$\frac{1-\frac{\omega_1^2}{\omega^2}}{1-\frac{\omega_2^2}{\omega^2}} = \frac{L_2 J_2^2}{L_1 J_1^2} \text{ und setzen dies } = y^2 \tag{11}$$

Letzteres gelte als Maß für das entstehende Amplitudenverhältnis.

Die Elimination von φ aus (6), (8) und (9) erfolgt durch:

$$\omega^2 L_{12}^2 \sin^2\varphi = \frac{J_2^2}{J_1^2} R_2^2$$

$$\omega^2 L_{12}^2 \cos^2\varphi = \left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}\right)\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right)$$

$$\frac{L_{12}^2}{L_1 L_2} = \left(1-\frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right)\left(1-\frac{\omega_2^2}{\omega^2}\right) + \frac{L_2 J_2^2}{L_1 J_1^2}\cdot\frac{R_2^2}{\omega^2 L_2^2} \tag{12}$$

Die Gl. (10) und (11) verbinden jetzt die beiden entstehenden $\frac{J_2}{J_1}$ und ω mit 6 Grundgrößen. Es fällt aber sofort auf, daß nur mehr 5 Ausdrücke überhaupt vorkommen, nämlich der bekannte Kopplungskoeffizient $k = \frac{L_{12}}{\sqrt{L_1 L_2}}$, zwei Klammerausdrücke, unser Amplitudenmaß und ein dem bekannten logarithmischen Dekrement $\frac{\pi R}{\omega L}$ proportionaler Ausdruck.

Sondert man die Grundgrößen von dem entstehenden ω ab, indem man

$\frac{\omega_1^2}{\omega^2} = z$ als Maß der entstehenden Frequenz,

$\frac{\omega_2^2}{\omega_1^2} = x$ als Maß der vorgelegten „Verstimmung",

$\frac{R_2}{\omega_1 L_2} = d$ als Maß der sekundären „Dämpfung"

einführt, so lauten die beiden Gleichungen

$$\frac{1-z}{1-xz} = y^2 \quad \text{oder} \quad z = \frac{1-y^2}{1-xy^2} \tag{11}$$

$$k^2 = (1-z)(1-xz) + y^2 z d^2. \tag{12}$$

und lassen folgende Tatsache erkennen: die in zwei gekoppelten Kreisen bei phasenreiner Unterhaltung ungedämpfter Schwingungen entstehenden Frequenz- und Amplitudenverhältnisse (z und y) hängen nur von drei Eigenschaften der beiden Kreise, nämlich Verstimmung, Kopplung und Sekundärdämpfung (x, k und d) ab.

Frequenz und Dämpfung können auch auf ω_2 bezogen werden; davon wird später Gebrauch gemacht.

c) **Meßmöglichkeiten auf Grund der entwickelten Beziehungen.**

Die Meßtechnik stellt nun die Aufgabe, Verstimmung, Kopplung oder Dämpfung durch Messung der Amplituden oder Frequenzen möglichst einfach und hinreichend genau zu bestimmen. Grundlegend wichtig ist die durch Gl. (11) dargestellte Tatsache, daß das entstehende Amplitudenverhältnis, die entstehende Frequenz und die Verstimmung ohne Rücksicht auf Kopplung und Dämpfung voneinander abhängen. Da die Verstimmung in der Regel bekannt ist, so folgt:

Mißt man bei bekannter Verstimmung gleichzeitig ein Frequenz- und ein Amplitudenverhältnis, so bringt die eine Messung gegenüber der anderen nichts Neues, sondern kann sie nur bestätigen. Anders ausgedrückt: Es muß im allgemeinen zu jedem Meßverfahren, das auf Frequenzbeobachtung beruht, ein entsprechendes Amplitudenverfahren möglich sein, und umgekehrt. Eine Ausnahme nahme tritt nur ein bei Abstimmung ($x = 1$), wenn Gl. (11) die Form $\frac{0}{0}$ annimmt, und zwar einmal für das Wertepaar $x = 1$, $y^2 = 1$, das anderemal für $x = 1$, $z = 1$. Diesen wird infolgedessen in den Meßverfahren eine besondere Rolle zufallen.

Um nun bei Verstimmung die Frequenzmessungen und die Amplitudenmessungen voneinander zu trennen, werde aus (11) und (12) entweder y^2 oder z eliminiert. Dann erhält man eine „Frequenzgleichung“, die z, und eine „Amplitudengleichung“, die y^2 in Abhängigkeit von x, k^2 und d^2 darstellen. Je nachdem hierin x, k oder d als unabhängige Veränderliche gewählt werden, lassen sich verschiedene Meßreihen vornehmen.

Zwecks Aufnahme einer Meßreihe nimmt man eine einzige der Grundgrößen, die dabei leicht meßbar ist, veränderlich unter Konstanthaltung der übrigen. Die Änderung einer Selbstinduktion scheidet

dabei aus, da sie in Frequenz, Dämpfung und Kopplung eingeht. Veränderungen der Gegeninduktion oder des Widerstandes im zweiten Kreise sind zwar ausführbar, aber meist sind jene gerade die gesuchten Größen. So bleibt die Variation einer der beiden Kapazitäten, die bekanntlich an einem Drehkondensator leicht und genau ausführbar ist. Der Fall eines veränderlichen Primärkondensators ist bisher weniger gebräuchlich als die Änderung der Sekundärkapazität, die darum zuerst behandelt werden soll. Es ist also ω_1 als konstant, ω^2 als variabel zu betrachten. Die Verstimmung $x = \frac{L_1 C_1}{L_2 C_2}$ benützt man im allgemeinen um die Abstimmungslage $x = 1$ herum, sie kann nicht beliebig groß, wohl aber $= 0$ gemacht werden, wenn man den Sekundärkondensator kurz schließt (Kiebitz).[13]

d) Theorie der Meßreihen.

Die die Meßreihen darstellenden Kurvengleichungen sollen zunächst ohne Diskussion zusammengestellt werden.

1. Die Frequenzgleichung folgt aus (11) und (12) zu

$$(x z - 1)^2 - k^2 \frac{x z - 1}{z - 1} + z d^2 = 0 \tag{13}$$

und ist in z vom dritten Grade, d. h. für eine beliebige Verstimmung sind drei oder wenigstens immer eine reelle Frequenz möglich. Diese zu diskutieren[25] ist nicht unsere Aufgabe sondern nur die für Meßzwecke geeigneten einfachen Fälle herauszuschälen.

Der besondere Wert $z - 1$ ist nur bei $x - 1$ möglich (13r), und nach seiner Abspaltung bleiben als Kopplungsfrequenzen bei Abstimmung

$$z = 1 - \frac{d^2}{2} \pm \sqrt{k^2 - d^2 + \frac{d^4}{4}} \tag{13d}$$

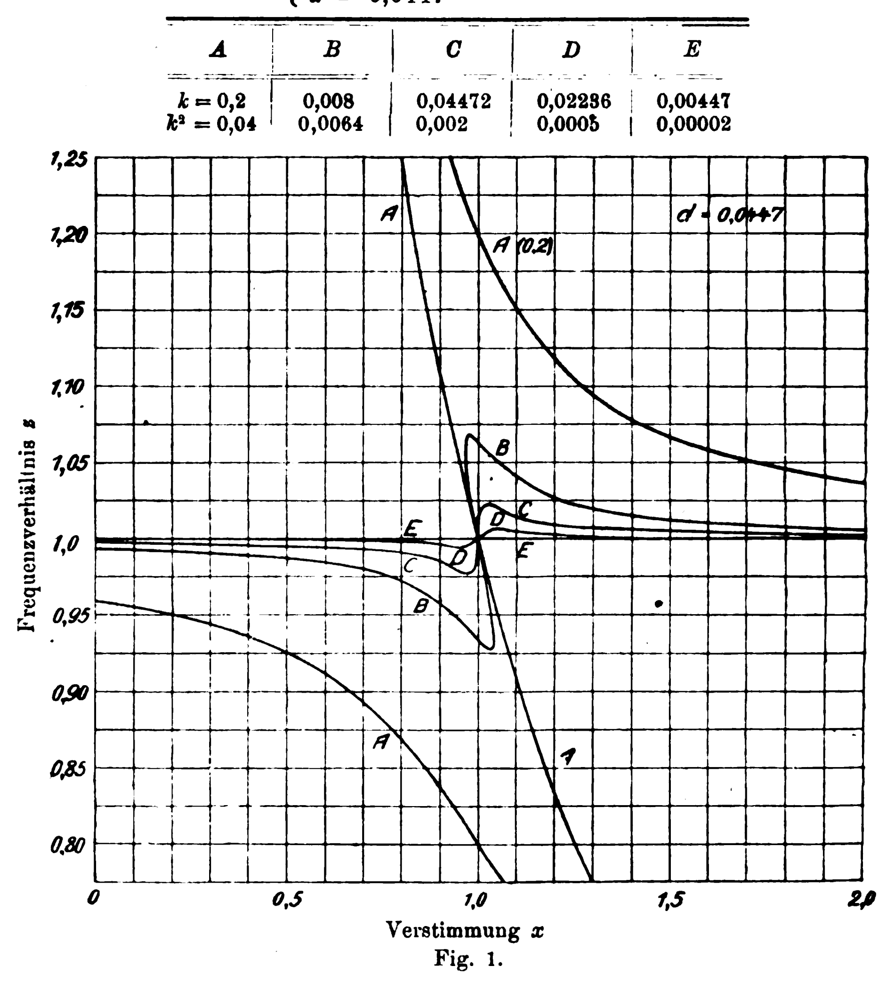
Die Lösung $x = 1$. $z = 1$ bedeutet $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, den Einklang der drei Frequenzen und heißt daher die Resonanz.

Für $x = 0$ folgt

$$(1 - z)(1 + z d^2) = k^2 \tag{13k}$$

Beide Sonderfälle sind in dieser Form für Meßzwecke noch nicht brauchbar, sie machen ebenso wie die Frequenzgleichung selbst eine Vereinfachung durch Vernachlässigungen wünschenswert.

Die anliegende Zeichnung 1 veranschaulicht 5 Frequenzkurven bei gleicher Dämpfung $\begin{cases} d^2 = 0{,}002 \\ d = 0{,}0447 \end{cases}$ und den Kopplungen:



A	B	C	D	E
$k = 0{,}2$	0,008	0,04472	0,02236	0,00447
$k^2 = 0{,}04$	0,0064	0,002	0,0005	0,00002

Fig. 1.

Als Abszissen sind die Verstimmungen von 0 bis 2,0 und als Ordinaten die z-Werte zwischen 0,8 und 1,2 stark vergrößert aufgetragen.

2. Die Amplitudengleichung wird, wenn sie y^2 als $f(x)$ darstellt, auch Resonanzkurve des Stromeffekts für ungedämpfte Schwingungen oder Kurve des induzierten Widerstandes (Heegner) genannt. Sie lautet:

$$(1-x y^2)^2 (1-k^2) - (1-x y^2)(1+x-y^2 d^2)(1-y^2) + x(1-y^2)^2 = 0 \quad (14)$$

nach Potenzen von y^2 geordnet:

$$x y^6 d^2 - [x^2 k^2 + d^2 (x+1)] y^4 + [(x-1)^2 + 2 k^2 x + d^2] y^2 - k^2 = 0 \quad (14\,a)$$

Diese Form ist zur Einführung von Vernachlässigungen weniger geeignet als die nach x geordnete:

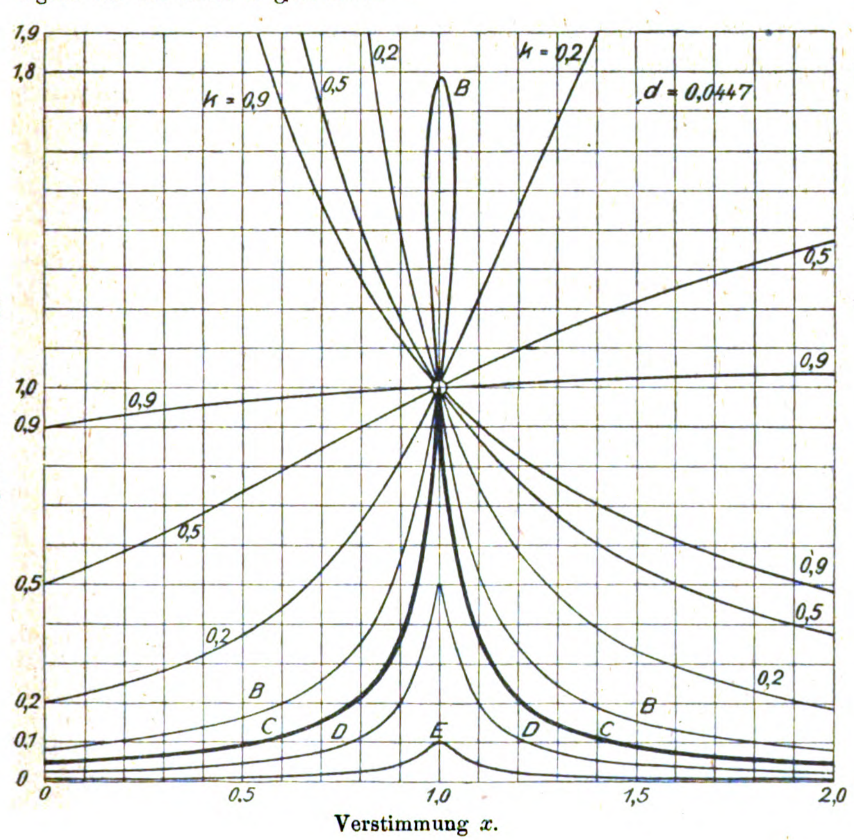


Fig. 2.

$$\left.\begin{aligned} &(1-y^2 k^2) x^2 - 2\left[1-k^2+\frac{y^2 d^2}{2}(1-y^2)\right] x \\ &\qquad + 1 + d^2(1-y^2) - \frac{k^2}{y^2} = 0 \end{aligned}\right\} \quad (14\,b)$$

$$\left.\begin{aligned}(1 - y^2 k^2)x = 1 - k^2 + \frac{y^2 d^2}{2}(1 - y^2)\\ \pm (1 - y^2)\sqrt{\frac{k^2}{y^2} - d^2 + \frac{y^4 d^4}{4}}\end{aligned}\right\} \qquad (14\,c)$$

Sie zeigt, daß zu jeder Verstimmung drei Amplitudenwerte, bzw. mindestens einer, und zu gleichen Amplituden zwei Verstimmungen gehören. Als besondere Punkte, die unabhängig von Kopplung und Dämpfung allen Resonanzkurven gemeinsam sind, erweisen sich $x = 1$, $y^2 = 1$ und $x = \infty$, $y^2 = 0$. Der letztere Fall bedeutet, daß mit zunehmender Eigenfrequenz des zweiten Kreises seine Stromamplitude sich der Null nähert, denn ω_1 und J_1 sind endlich vorausgesetzt.

Zur Abstimmung $x = 1$ gehören drei Werte für y^2 aus:

$$(1 - y^2)^2 (k^2 - y^2 d^2) = 0 \qquad (14\,d)\ (14\,r)$$

$y^2 = 1$, $y^2 = 1$ und $y^2 = \frac{k^2}{d^2} = Y^2$. Davon gehören der letzte zur Resonanzlösung $z = 1$, wie durch Einsetzen in Gl. (11) ersichtlich ist, und die Doppellösung $y^2 = 1$ zu den beiden Kopplungswellen der Frequenzlösung (13d).

Für $x = 0$ folgt aus (14b)

$$\left.\begin{aligned}1 + d^2(1 - y^2) - \frac{k^2}{y^2} = 0\\ \text{oder}\qquad\\ 2d^2 y^2 = 1 + d^2 \pm \sqrt{(1 + d^2)^2 - 4 d^2 k^2}\end{aligned}\right\} \qquad (14\,k)$$

Auch diese Amplitudengleichung wird im allgemeinen erst durch Näherungen für Meßzwecke brauchbar. In der Zeichnung 2 ist eine Resonanzkurvenschar dargestellt bei gleicher Dämpfung $\begin{cases} d^2 = 0{,}002 \\ d\ = 0{,}0447 \end{cases}$ für die Kopplungen

A			B	C	D	E
k = 0,9	0,5	0,2	0,08	0,04472	0,02236	0,00447
k^2 = 0,81	0,25	0,04	0,0064	0,002	0,0005	0,00002

Als Ordinaten sind zum Zweck der Vergrößerung nicht die y^2, sondern die y aufgetragen. Die Kurven nähern sich über $x = 2$ hinaus der x-Achse asymptotisch.

3. Eine Beziehung zwischen Frequenz- und Amplitudenverhältnis wird im Folgenden ebenfalls Verwendung finden.

Eliminiert man die Verstimmung x aus Gl. (11) und (12) so bleibt

$$k^2 y^2 = (1 - z)^2 + y^4 z d^2$$

oder z als Funktion von y^2 bei konstantem k^2 und d^2:

$$\left.\begin{aligned} z &= 1 - \frac{y^4 d^2}{2} \pm \sqrt{y^2 k^2 - y^4 d^2 + \frac{y^8 d^4}{4}} \\ z &= 1 - \frac{y^4 d^2}{2} \pm y^2 \sqrt{\frac{k^2}{y^2} - d^2 + \frac{y^4 d^4}{4}} \end{aligned}\right\} \tag{15}$$

Diese Gleichung zeigt deutlich die Verwandtschaft zwischen Verstimmung und Frequenzverhältnis.

e) Die Beziehungen bei veränderlicher Primärkapazität.

Wenn statt des zweiten der erste Kreis verstimmt wird, lassen sich entsprechende Abkürzungen gebrauchen, indem ω_2 die Stelle mit ω_1 vertauscht. Es sei, unter Kennzeichnung der bisherigen Rechengrößen mit dem Zeiger 1, nunmehr gesetzt:

$$x_2 = \frac{\omega_1^2}{\omega_2^2} = \frac{1}{x_1} \qquad z_2 = \frac{\omega_2^2}{\omega^2} \qquad d_2 = \frac{R_2}{\omega_2 L_2}$$

Das Amplituden- und das Kopplungsmaß bleiben dabei dieselben. Dann lautet Gl. (11):

$$y^2 = \frac{1 - x z}{1 - z} \quad \text{oder} \quad z = \frac{1 - y^2}{x - y^2} \tag{11p}$$

während Gl. (12) unverändert bleibt:

$$k^2 = (1 - z)(1 - x z) + y^2 z d^2 \tag{12p}$$

Daraus folgt als Frequenzgleichung

$$(1 - z)^2 = k^2 \frac{1 - z}{1 - x z} + z d^2 = 0 \tag{13p}$$

und als Amplitudengleichung

$$y^6 d^2 - [k^2 + (1 + x) d^2] y^4 + [(1 - x)^2 + 2 x k^2 + x d^2] y^2 - x^2 k^2 = 0 \tag{14p}$$

oder

$$x\left(1 - \frac{k^2}{y^2}\right) = 1 - k^2 - \frac{d^2}{2}(1 - y^2) \pm (1 - y^2) \sqrt{\frac{k^2}{y^2} - d^2 + \frac{d^4}{4}}$$

Diese Gleichungen haben für die Abstimmung $x = 1$ notwendigerweise wieder dieselben Lösungen (13d, r) und (14d, r).

Der Gl. (15) entspricht hier ein besonders einfacher Ausdruck:

$$z = 1 - \frac{d^2}{2} \pm \sqrt{\frac{k^2}{y^2} - d^2 + \frac{d^4}{4}} \qquad (15\,\mathrm{p})$$

Indem in diesem Abschnitt die strenge Theorie entwickelt worden ist, haben sich bereits einige sehr einfache und zugleich strenge Beziehungen, die für Meßzwecke geeignet erscheinen, ergeben; die meisten hingegen sind noch zu verwickelt, um ohne weiteres Anwendung finden zu können. Es soll daher im nächsten Abschnitt untersucht werden, welche Vernachlässigungen in der Praxis vorgenommen werden dürfen.

III. Über die Vereinfachung der Beziehungen durch Näherungen.

a) Die Berechtigung, Vernachlässigungen vorzunehmen.

Betrachtet man die Leistungsbilanz (10),

$$R_1 J_1^2 + R_2 J_2^2 = V J_1$$

so fordert sie für eine Zunahme des Stromes J_2 im zweiten Kreise gegenüber J_1 im ersten eine beträchtliche Steigerung der aufgewandten Leistung. Hier kommt man bei den bekannten Schwingungserzeugern sehr bald an eine Grenze. D. h. es sind Werte von J_2/J_1, die die 1 wesentlich überschreiten, praktisch nicht mehr möglich. Dasselbe gilt dann auch von $y^2 = \frac{L_2 J_2^2}{L_1 J_1^2}$, solange $\frac{L_2}{L_1}$ keinen extremen Wert annimmt, was im folgenden ausgeschlossen werde.

Dieselbe Tatsache legt aber auch der Größe des Widerstandes R_2 im zweiten Kreise eine Beschränkung auf. Hier gibt der Versuch die jeweilige Grenze der Leistungsfähigkeit des Schwingungserzeugers dadurch zu erkennen, daß die Schwingung dort abreißt und erst bei einer Verkleinerung von R_2 wieder einsetzt. Erfahrungsgemäß liegt sie bei wenigen Ohm. Wie groß ist dann die Dämpfung d? Es ist

$$d^2 = \frac{R_2^2}{\omega_1^2 L_2^2} \quad \text{und} \quad \frac{1}{\omega_1^2} = L_1 C_1 = L_2 C_{2a}$$

(C_{2a} ist der Wert der veränderlichen Sekundärkapazität bei Abstimmung). Also ist

$$d^2 = R_2^{\,2} \frac{C_{2a}}{L_2} .$$

Hierin sind alle Größen im gleichen absoluten Maßsystem zu messen. Das Verhältnis C/L beträgt bei Hochfrequenz für die üblichen Schaltungen, in denen die Schwingungserzeuger gut arbeiten, etwa 10^{-23} cm^{-2} sec.^{2}. Dann ist beispielweise für $R_2 \leqq 10$ Ohm $= 10^{10}$ elektromagnetischen Einheiten $d^2 \leqq 10^{-8}$. Mit anderen Worten, die Leistungsfähigkeit der Schwingungserzeuger läßt nur solche Werte der Dämpfung d^2 zu, die klein gegen die Einheit sind, und infolgedessen soll auch die Untersuchung sich auf diesen Fall beschränken,

Es liegt nun nahe, in der Gleichung der Resonanzkurve (14) das Dämpfungsglied d^2, das mit dem niemals großen y^2 multipliziert nur ein einziges Mal neben einer 1 auftritt:

$$\ldots (1 + x - y^2 x^2) \ldots$$

gänzlich zu vernachlässigen. Damit werden wir auf den Fall geführt, den schon Oberbeck[2]) und andere[12, 23]) behandelt haben, der aber erfahrungsgemäß nicht alle Erscheinungen darzustellen imstande ist. Folglich ist ein genaueres Eingehen nötig.

b) Die fünf möglichen Fälle des Verhältnisses von Kopplung zu Dämpfung.

Im Gegensatz zu Gl. (14) zeigt Gl. 14a), daß d^2 nur scheinbar neben 1, in Wahrheit neben $(1 - x)^2$ und k^2 auftritt. Ersteres geht beim Durchgang durch die Abstimmungslage durch Null hindurch, demnach darf die Dämpfung d^2 nur dann gänzlich vernachlässigt werden, wenn sie auch neben der Kopplung k^2 verschwindet; sonst nur bei großer Verstimmung.

Ist hingegen k^2 von gleicher Größenordnung wie d^2, ebenfalls klein gegen 1, dann müssen zwar beide berücksichtigt werden, aber zugleich können dann höhere Potenzen neben der 1 wegfallen.*) Im Hinblick auf die wichtigen Abstimmungslösungen $x = 1$, $y^2 = 1$ bzw. $\frac{k^2}{d^2}$ seien die Fälle $\frac{k^2}{d^2} \gtreqless 1$ unterschieden; es muß hier als bekannt vorausgesetzt werden, daß nur der jeweils kleinere der beiden Amplitudenwerte physikalisch erreichbar ist.

*) Als 1. bzw. 2. bzw. 3. Näherung seien die Ergebnisse bei Vernachlässigung von d bzw. d^2 bzw. d^3 und höheren Potenzen neben 1 bezeichnet.

Wenn dann schließlich die Kopplung k^2 so klein gegen die Dämpfung d^2 wird, daß auch das Resonanzamplitudenverhältnis $y^2 = k^2/d^2$ neben 1 verschwindet, so gibt dies zu weiteren Vernachlässigungen Anlaß.

Die Unterscheidung dieser Fälle, die sich hier aus der Theorie ergibt, ist praktisch längst bekannt. Denn schon bei den gedämpften Vorgängen lassen sich die entsprechenden Fälle unterscheiden, die insbesondere M. Wien[3]) untersucht hat. Der Praktiker unterscheidet feste, lose und extrem lose Kopplung. Diese Begriffe, werden auf Grund der vorliegenden Untersuchung definiert durch:

A)	$1 > k^2 \gg d^2$	feste Kopplung,
B)	$1 \gg k^2 > d^2$	lose Kopplung,
C)	$1 \gg k^2 = d^2$	kritische Kopplung,
D)	$k^2 < d^2 \ll 1$	lose Kopplung,
E)	$k^2 \ll d^2 \ll 1$	äußerst lose Kopplung.

(Bekanntlich bleibt k an sich stets kleiner als 1.) Die Fälle A bis E sind in den Zeichnungen dargestellt.

Auf Grund der im II. Abschnitt entwickelten Gesetzmäßigkeiten und der soeben gefundenen Näherungsmöglichkeiten können jetzt die bekannten Meßverfahren auf ihre Genauigkeit geprüft und die Frage nach neuen Verfahren erörtert werden.

IV. Folgerungen für Meßverfahren und Ergebnis der Arbeit.

a) Zu den Verfahren bei Abstimmung.

Die Abstimmung $x = 1$ oder $\omega_1^2 = \omega_2^2$ oder $L_1 C_1 = L_2 C_2$ bezieht die Eigenfrequenz des zweiten auf die des ersten Kreises. Nun ist im Abschnitt IIb) gezeigt worden, daß die Eigenfrequenz ω_1 nur dann den Vorgängen als solche zugrunde gelegt werden kann, wenn man für $\psi = 0$ Sorge trägt. Also haben alle hier für den Abstimmungsfall erörterten Verfahren nur bei phasenreiner Selbsterregung Gültigkeit.

1. Frequenzvergleichung.

Solange man überhaupt mit Schwingungen arbeitet, wird die Rezonanzerscheinung $x = 1$, $y^2 = \frac{k^2}{d^2} = Y^2$, $z = 1$ zum Zweck des Abstimmens verwendet. Man erkennt nach bekannter Vorschrift für beliebig gedämpfte Vorgänge die Abstimmungslage daran, daß sie



bei l o s e s t e r Kopplung ein Maximum von y^2 zur Folge hat. Daß auch bei ungedämpften Schwingungen der Resonanzwert angenähert zugleich Höchstwert ist, läßt sich aus Gl. (14c) herleiten: Diese hat nur solange reelle Lösungen, als $\frac{k^2}{y^2} + \frac{y^4 d^4}{4} - d^2 \geqq 0$ ist. Unter der Voraussetzung nun, daß d^2 klein gegen 1 ist und y^2 nicht groß gegen 1 werden kann, darf $\frac{y^4 d^4}{4}$ neben d^2 vernachlässigt werden, und es folgt für y^2 als Höchstwert in 2. Näherung $\frac{k^2}{d^2} = Y^2$, d. h. der Resonanzwert. Dieser ist nun bekanntlich nur unterhalb der kritischen Kopplung experimentell erreichbar; dann ist $k^2 \leqq d^2 \ll 1$, so daß der strenge Höchstwert[25]) von y^2 ($V = 0$ in 14c) in zweite Näherung $x = 1$ anzeigt. Daraus folgt für das Abstimmverfahren, wenn man annimmt, daß die Meßgenauigkeit nicht größer als die der 2. Näherung ist, daß das Maximum bei jeder Kopplung unterhalb der kritischen mit hinreichender Schärfe die Resonanz kennzeichnet.

Da sowohl Gl. (14c) als auch (14p) bei kleiner Dämpfung für alle losen Kopplungen als 2. Näherung

$$z = 1 \pm (1 - y^2) \sqrt{\frac{k^2}{y^2} - d^2} \qquad (20)$$

haben, so gilt ganz allgemein, daß es in der Resonanznähe gleich ist, ob man die Verstimmung im Sekundär- oder im Primärkreis vornimmt.

Im selben Bereich steht nach dem allgemeinen Grundsatz auch eine Frequenzbeobachtung zur Verfügung: gemäß (13r) $x = 1$, $z = 1$ ist es möglich, die Abstimmung dadurch zu prüfen, daß das Zuschalten des zweiten Kreises unterhalb kritischer Kopplung keine Änderung der Frequenz verursacht. Dieses auch von H e e g n e r vorgeschlagene[25]) Verfahren hat den Vorzug, streng gültig zu sein; es ist also auch dann anwendbar, wenn das Dämpfungsmaß d^2 nicht mehr neben 1 vernachlässigt werden kann. Nur einen Nachteil hat es gegenüber der Beobachtung des Amplitudenmaximums, nämlich die größte Änderung von z beträgt nach Gl. (15) annähernd*) $2\,|z - 1| = \frac{k^2}{d}$ (22), während $y_{max} = \frac{k}{d}$ ist; es ist also unempfindlicher.

*) In 2. Näherung ist $z = 1 \pm \sqrt{y^2 k^2 - y^4 d^2}$ (21); durch Differentiation nach y^2 ergibt sich als Höchstwert

$$|z - 1| = \frac{k^2}{2d} \quad \text{bei} \quad y^2 = \frac{k^2}{2d^2} = \frac{Y^2}{2}.$$

Noch eine Erscheinung läßt sich aus der Theorie heraus leicht erklären. Erfahrungsgemäß genügt es, zur Auffindung des Maximums von y^2 entweder nur das Maximum von J_2 oder das Minimum von J_1 festzustellen. Das hat seinen Grund in der Leistungsbilanz (10):

$$R_1 J_1^2 + R_2 J_2^2 = V J_1$$

Nimmt man darin die Leistung des Schwingungserzeugers $V \cdot J_1$ als konstant an, so bedingt ein wachsendes y^2 eine Abnahme von J_1; fällt aber die Leistung mit abnehmendem J_1, was meist der Fall ist, so muß J_1 um so mehr ein Minimum zeigen, welches bis zum Aussetzen der Schwingung führen kann.

a_2) Dämpfungsmessung bei Abstimmung.

Auf die Resonanzamplitude haben gleichzeitig C. Fischer[10]) und R. Lindemann[9]) ein Verfahren zum Vergleich von Widerständen bei Hochfrequenz begründet. Sie beobachten das Maximum von J_2 als Resonanzamplitude bei verschiedenen Widerständen im Sekundärkreis, in unserer Schreibweise ausgedrückt:

$$Y'^2 = \frac{k^2}{d'^2} \quad \text{bzw.} \quad Y''^2 = \frac{k^2}{d''^2}$$

und rechnen

$$\frac{d'}{d''} = \frac{Y''}{Y'} = \frac{R'}{R''} = \frac{J_2' J_1''}{J_1' J_2''} \tag{23}$$

Beide messen aber nur J_2 unter Annahme eines konstanten J_1; das ist nur erlaubt, wenn in der Leistungsbilanz (10) $R_1 J_1^2 \gg R_2 J_2^2$ und damit $Y^2 = \frac{k^2}{d^2} \ll 1$ ist; mit anderen Worten, ihre Methode ist nur für äußerst lose Kopplungen angesetzt. Die vorliegende Theorie zeigt aber, daß diese Beschränkung sofort fallen kann, wenn man auch den Strom J_1 im Primärkreis beobachtet, was keine neue Schwierigkeit mit sich bringt. Damit wird die Verwendbarkeit des Verfahrens ausgedehnt auf alle losen Kopplungen, die die kritische nicht überschreiten. Außerdem wird es unabhängig von der Bedingung kleiner Dämpfung, wenn nicht die Maximal-, sondern die Resonanzamplitude der Beobachtung zugrunde gelegt wird, weil dann die Formel $Y^2 = \frac{k^2}{d^2}$ streng gilt.

a_3) Kopplungsmessung bei Abstimmung.

Neben der Resonanzlösung $x = 1$, $y^2 = \frac{k^2}{d^2}$, $z = 1$ besteht die Abstimmungsdoppellösung nach Gl. (13d) (14d)

$$x = 1, \; y^2 = 1, \; z = 1 - \frac{d^2}{2} \pm \sqrt{k^2 - d^2 + \frac{d^4}{4}}$$

Erstere tritt physikalisch bei Kopplungen unterhalb der kritischen, letztere bei Kopplungen oberhalb der kritischen auf. Darauf beruht die altbekannte Methode, feste Kopplungen nach der Formel $z = 1 \pm k$ oder $\omega^2 = \frac{\omega_1^2}{1 \pm k}$ (24) zu messen die für $k^2 \gg d^2$ in 2. Näherung folgt. Diese Formel wird aber schon ungenau, wenn k^2 in die Größenordnung von d^2 sinkt, denn es gilt dann $z = 1 \pm \sqrt{k^2 - d^2}$. Daraus folgt für die Nutzanwendung, daß das Auftreten zweier möglicher Kopplungsschwingungen bei Abstimmung für sich allein noch nicht die Berechtigung gibt, die einfache Formel anzuwenden. Dieses Ergebnis läßt sich an den gegebenen Kurven unmittelbar ablesen und nachprüfen.

a_4) Ein neues Abstimmungsverfahren bei fester Kopplung.

Gelegentlich einer solchen Kopplungsmessung kann die Aufgabe vorliegen, die beiden Kreise aufeinander abstimmen zu müssen, ohne dabei ihre feste Kopplung zu verändern. Für jede Kopplung oberhalb der kritischen läßt sich ein einfaches Verfahren angeben, das auf der Doppellösung $x = 1$, $y^2 = 1$ beruht. Nimmt man unter Veränderung von C_2 oder C_1 die beiden Äste der Amplitudenkurve auf und bestimmt ihren Schnittpunkt, so gibt er genau die Abstimmungslage auf dem veränderlichen Kondensator an. Dabei genügt es, $\frac{J_2^2}{J_1^2}$ aufzutragen ohne Berücksichtigung des Faktors $\frac{L_2}{L_1}$, dessen Wert zugleich aus der Messung hervorgeht.

a_5) Kurz zusammengefaßt sind folgende Ergebnisse für abgestimmte Kreise gefunden worden:

1. Die Abstimmung durch Beobachtung des Amplitudenmaximums ist nur ein Näherungsverfahren,

2. es ist bei allen Kopplungen unter der kritischen anwendbar;

3. die Beobachtung eines Stromminimums im ersten Kreise ist gleichwertig mit der des Strommaximums im zweiten.

4. Bei Kopplungen über der kritischen läßt sich auf die Stromamplituden ein neues strenges Abstimmungsverfahren gründen.

5. Die Beobachtung der Resonanz der entstehenden Frequenz ist ein strenges Kriterium der Abstimmung,

6. es ist daher frei von der Beschränkung auf kleine Dämpfungen.

7. Das Maximalamplitudenverfahren zum Vergleich zweier Widerstände ist bis zur kritischen Kopplung erweiterungsfähig,

8. es läßt sich durch Beobachtung der Resonanz der Frequenz frei machen von der Beschränkung auf kleine Dämpfung.

9. Die bekannte Formel zur Messung einer Kopplung aus den beiden Kopplungswellen bei Abstimmung gilt nur für wirklich feste Kopplungen.

10. Alle Verfahren stehen in Beziehung zur kritischen Kopplung; diese beträgt $k = d$ oder $L_{12} = R_2 \sqrt{L_1 C_{2a}}$. Zugleich geht aus obigem hervor, daß ihr nicht die Bedeutung einer Grenze zwischen fester und loser Kopplung zukommt, sondern daß ihre Umgebung als schlechthin lose Kopplung sowohl von der festen als auch der äußerst losen Kopplung zu trennen ist.

a₆) Eine neue Schaltung zur Messung sehr loser Kopplungen.

Trotz der Beschränkungen, denen die Formel (24) $k = |z - 1|$ unterliegt, ist es möglich, mit ihrer Hilfe Kopplungsgrade zu messen, die im allgemeinen als sehr lose gelten. Da der Begriff der festen Kopplung durch $1 > k^2 \gg d^2$ definiert ist, so kann man seine untere Grenze um so weiter hinabdrücken, je kleiner man die Dämpfung d^2 machen kann. Letzteres ist mir durch folgenden Eingriff gelungen: Durch Hinzuschalten eines „negativen Widerstandes“ in den zweiten Kreis wurde dessen $R_2' = R_2 - \frac{V_2}{J_2}$ unter jeden meßbaren Wert verkleinert. Dann gelten die Voraussetzungen der vorliegenden Theorie immer noch, und d^2 kann selbst gegen die kleinsten meßbaren Kopplungen k^2 vernachlässigt werden. Es würde an dieser Stelle zu weit führen, die Einzelheiten dieser Messung zu beschreiben; ihre Richtigkeit wurde durch Vergleichsmessungen bestätigt. Es sei erwähnt, daß hier bei Verstimmung sehr bald beide Kopplungswellen ungedämpft auftreten können, indem man sich dem Zustand $R_1 = 0$, $R_2 = 0$ nähert; die weitere Untersuchung dieses Falles fällt aus dem Rahmen dieser Arbeit heraus.

b) Zum Verfahren mit kurzgeschlossener Sekundärspule.

Schon im II. Abschnitt wurde festgestellt, daß nächst der Abstimmung $x = 1$ der Fall $x = 0$ einfache Beziehungen gibt.

In dieser Art war bisher nur das von Kiebitz angegebene Verfahren der Kopplungsmessung [13]) mit kurzgeschlossenen Sekundärspule bekannt. Es beruht auf der Formel (13k) in 2. Näherung: $k^2 = 1 - z$, die nur $d^2 \ll 1$ voraussetzt, also für jede Kopplung gilt. Dazu lassen sich drei neue ähnliche Verfahren angeben:

Der Frequenzmessung läßt sich nach der allgemeinen Regel sofort die Amplitudenmessung als neues Verfahren an die Seite stellen: aus (14k) folgt in 2. Näherung $k = y$.

Weiter folgt aus Gl. (11) sofort, daß $xz = 2$ zu entsprechend einfachen Formeln führt. Gl. (13) gibt dafür angenähert $z - 1 = k^2$ und durch Einsetzen in Gl. (11) folgt $k^2 = y^2$. Für lose Kopplungen ist $z = 1 + k^2$ so wenig von 1 verschieden, daß in zweiter Näherung an Stelle von $xz = 2$ einfach $x = 2$ genommen werden darf. Damit ergeben sich zwei neue Verfahren zur Messung einer losen Kopplung.

Die gegebenen Kurven zeigen infolgedessen für lose Kopplungen ein symmetrisches Verhalten an den Stellen $x = 0$ und $x = 2$ (dabei sind die Kurven über $x = 0$ hinaus nicht, über $x = 2$ hinaus noch beliebig weit realisierbar). Die Kurven sind mit der Absicht in den hier gewählten und nicht in den sonst üblichen Maßstäben gezeichnet worden, damit k nach (24) und k^2 sofort abgelesen werden können.

c) Zum Verfahren bei halbem Resonanzausschlag.

1. Zur Dämpfungsmessung nach Traubenberg.

Der Einfluß der Dämpfung auf die Frequenzen und Amplituden ist nach den Überlegungen in IIIb außerhalb der Abstimmung stets ein verschwindender. Daher lassen sich Dämpfungsmessungen nur in der Abstimmungsnähe selbst ausführen. Das Fischer-Lindemannsche Verfahren bei Abstimmung wurde bereits erörtert, das Bjerknessche Verfahren am Anfang der Arbeit erwähnt. Beide unterscheiden sich grundsätzlich: ersteres vergleicht den zu messenden Widerstand mit einem bekannten, letzteres führt ihn auf eine Größe $\sqrt{\frac{L}{C}}$ zurück, die von gleicher Dimension ist (in elektromagnetischen Einheiten ist $[R] = [\text{cm sec}^{-1}]$, $[L] = [\text{cm}]$, $[C] = [\text{cm}^{-1}\,\text{sec}^2]$). Dem Bjerknesschen Verfahren [1]) haben Rausch von Traubenberg [6]) und Monasch

für ungedämpfte Schwingungen die Drudesche Formel[4]) zugrunde gelegt (1) und darin $\delta_1 = 0$ gesetzt:

$$\delta_2 = \pm \pi \frac{C_{2r} - C_2}{C_{2r}} \sqrt{\frac{1}{\frac{J_{2r}^2}{J_2^2} - 1}}$$

Diese Formel folgt aus (20)

$$x = 1 \pm (1 - y^2)\, d \sqrt{\frac{Y^2}{y^2} - 1}$$

bei äußerst loser Kopplung, nämlich es ist $\delta_2 = \pi d$,

$$\frac{C_{2r} - C_2}{C_{2r}} = 1 - \frac{\omega_1^2}{\omega_2^2} \text{ annähernd } = x - 1$$

und für $k^2 \ll d^2$ ist $Y^2 \ll 1$. Dann darf y^2 in der Klammer neben 1 vernachlässigt werden, und aus der Leistungsbilanz (10) ist ersichtlich, daß J_1 dann als konstant gelten kann, so daß von $\frac{Y^2}{y^2}$ nur $\frac{J_2{}^2_{max}}{J_2^2}$ übrig bleibt.

Bei der praktischen Ausführung wählt man $\frac{Y^2}{y^2} = 2$, d. h. den halben Resonanzausschlag, um die Rechnung zu vereinfachen.

Somit ist obige Formel als Näherungsformel für äußerst lose Kopplung bewiesen worden. Da liegt nun die Frage nahe, ob es nötig ist, sich auf äußerst lose Kopplung zu beschränken. Das Verfahren besteht allgemein ausgedrückt darin, daß man auf der Resonanzkurve $y = f(x, k, d)$ mindestens zwei Punkte mißt (die Spitze und die halbe Höhe), um den Parameter k zu eliminieren und d berechnen zu können. Dieser Weg ist aber bei jeder beliebigen Kopplung gangbar, wenn man statt der obigen Näherungsgleichung die strenge Gleichung der Resonanzkurve oder eine andere Näherung benutzt. Für alle losen Kopplungen gilt die Näherungsgleichung (20)

$$x - 1 = \pm d (1 - y^2) \sqrt{\frac{Y^2}{y^2} - 1}$$

oder

$$d = \pm \frac{x - 1}{1 - y^2} \sqrt{\frac{1}{\frac{Y^2}{y^2} - 1}} \tag{25}$$

sie stellt eine Erweiterung der Drude-Traubenbergschen Formel dar.

Aber die erzielte Genauigkeit ist noch sehr schlecht, weil hier in Glieder von der Größenordnung d^2 vernachlässigt sind neben dem gesuchten d. Da nach Voraussetzung erst d^2 neben 1 verschwindet, so muß in diesem Fall, wo $(x - 1)$ selbst in die Größenordnung von d gesunken ist, d^2 neben d berücksichtigt werden und erst d^3 darf vernachlässigt werden. Wir müssen also in (14c) eine Potenz mehr berücksichtigen und erhalten für ein von 1 verschiedenes x:

$$x = 1 + (1 - y^2)\left[\frac{d^2 y^2}{2} - k^2 \pm \sqrt{\frac{k^2}{y^2} - d^2}\right] \tag{26}$$

Diese 3. Näherung läßt sich nun für Meßzwecke folgendermaßen vereinfachen: man suche zwei Verstimmungen x, die bei konstanter Kopplung und Dämpfung das gleiche Amplitudenverhältnis zur Folge haben, dann ist die „Breite der Resonanzkurve“

$$x'' - x' = 2(1 - y^2)\sqrt{\frac{k^2}{y^2} - d^2} \quad \text{oder} \quad d = \frac{1}{2} \cdot \frac{x'' - x'}{1 - y^2} \sqrt{\frac{1}{\frac{Y^2}{y^2} - 1}} \tag{27}$$

Für äußerst lose Kopplung wird nach unseren Ausführungen y^2 verschwindend gegen 1, so daß dann in diesen Formeln die Klammer $(1 - y^2) = 1$ gesetzt werden kann.

Diese Formel geht scheinbar schon aus (25) hervor; ähnliche werden auch in der Literatur oft als Variante der Drudeschen Formel angegeben, z. B. von Traubenberg[6]) $\delta_2 \sim \frac{C_2 - C_1}{C_0}$, aber daß sie um eine Größenordnung genauer ist, habe ich nirgends ausgeführt gefunden. Sie gibt also d bis auf d^2: d einschließlich, d^3: d ausschließlich genau an.

Die Formel (27) heißt geometrisch für $\frac{Y^2}{y^2} = 2$:

$$2d:(x'' - x') = 1:(1 - y^2)$$

projiziert man die „Breite“ der Resonanzkurve in halber Höhe aus dem „kritischen Punkt“ $(y^2 = 1)$ auf die Verstimmungsachse, dann erhält man die doppelte Dämpfung. Dieses neue allgemeinere Verfahren zur Dämpfungsmessung aus der Resonanzbreite schließt das Traubenbergsche sowie das folgende als Grenzfälle ein. Für jenes wird bei äußerst loser Kopplung $(y^2 \ll 1)$ die Breite der Resonanzkurve gleich der doppelten Dämpfung; bei kritischer Kopplung $(y^2 = \frac{1}{2})$ stellt sie die volle Dämpfung dar. Nun läßt sich

die kritische Kopplung experimentell leicht einstellen als Grenze zwischen einem Gebiet sprunghafter und einem Gebiet zusammenhängender Amplituden- bzw. Frequenzänderung. Damit erhält man ein neues Verfahren, das vor allem deswegen wichtig ist, weil es zugleich die kritische Kopplung mißt, die bekanntlich gleich der Dämpfung ist.

Diesen Amplitudenmessungen muß nun eine Frequenzbeobachtung entsprechen.

c_2) Ein neues Verfahren zur Dämpfungsmessung aus dem Frequenzverlauf.

Die Gl. (15 bzw. 21) zeigte, daß bei dem vorzugsweise benutzten Wert $\frac{Y^2}{y^2} = 2$ die Frequenz eine maximale Abweichung von $z = 1$ hat. Wenn man aber $|z - 1|$ einer Messung zugrunde legen will, dann muß auch hier das Glied $-\frac{1}{2} y^4 d^2$ daneben berücksichtigt werden, während das unter der Wurzel stehende Glied $\frac{1}{4} y^8 d^4$ neben $\frac{k^4}{4 d^2}$ wegfallen darf. Ersteres Glied läßt sich wieder dadurch eliminieren, daß man die beiden zu gleichem y gehörigen z-Werte verbindet:

$$z - 1 = -\frac{1}{2} y^4 d^2 \pm y^2 d \sqrt{\frac{Y^2}{y^2} - 1}$$

$$z'' - z' = 2 y^2 d \sqrt{\frac{Y^2}{y^2} - 1} \tag{28}$$

Schreibt man die obige Formel (27)

$$x'' - x' = 2 (1 - y^2 d \sqrt{\frac{Y^2}{y^2} - 1}$$

darunter und addiert, so folgt:

$$z'' - z' + x'' - x' = 2 d \sqrt{\frac{Y^2}{y^2} - 1} \tag{29}$$

Hierin läßt sich der Zustand $\frac{Y^2}{y^2} = 2$ daran erkennen, daß $z'' - z'$ ein Maximum wird, und es bleibt für diesen Fall eine Beziehung übrig, in der nur noch die Frequenz und die Verstimmung gemessen zu werden brauchen:

$$\underline{z'' - z' + x'' - x' = 2 d} \tag{30}$$

Beobachtet man das Maximum der Frequenzabweichung und die zugehörige Verstimmungsbreite, so ist in zweiter Näherung ihre Summe gleich der doppelten Dämpfung.

Bei äußerst loser Kopplung, wo $y^2 \ll 1$ wird, würde $z'' - z'$ neben $x'' - x'$ verschwinden und eine einfachere Formel: $x'' - x' = 2d$ bleiben (25); aber da in diesem Fall das Maximum von $z'' - z'$ experimentell nicht mehr hinreichend gut eingestellt werden kann, so wird das Verfahren bei äußerst loser Kopplung unbrauchbar.

Bei kritischer Kopplung wird $y^2 = \frac{1}{2}$ und $z'' - z' = x'' - x' = d$; das vorgeschlagene Verfahren ist noch über die kritische Kopplung hinaus anwendbar, solange nur k^2 hinreichend klein neben 1 und das Maximum von $z'' - z'$ noch zu beobachten ist.

So zeigt sich das Frequenzverfahren zur Dämpfungsmessung dem Amplitudenverfahren überlegen, denn letzteres versagt oberhalb der kritischen Kopplung.

Die geometrische Bedeutung der Formel (30) ist in der Darstellung der Frequenzkurven ersichtlich: Die Punkte maximaler Abweichung der Frequenz von $z = 1$ liegen auf Parallelen im Abstand d zu $xz = 1$; letztere kann in Resonanznähe als Gerade gelten.

d) Ergebnisse für die Theorie der Messungen.

Im Gegensatz zu den in der Literatur üblichen Ableitungen der Meßverfahren wurde gezeigt, daß sich die Theorie aller Meßreihen an zwei durch Selbsterregung ungedämpft schwingenden magnetisch gekoppelten Kreisen mathematisch streng entwickeln läßt. Im Einzelnen wurden die Bedeutung der „phasenreinen Selbsterregung" dargelegt und zweckmäßige Rechengrößen eingeführt.

Als Grundsatz wurde gefunden, daß von den drei Größen: Amplituden-, Frequenz- und Verstimmungsverhältnis immer nur zwei gemessen zu werden brauchen, und damit ein Prinzip zur Auffindung neuer Verfahren gewonnen.

Fast alle Meßverfahren erweisen sich als Näherungsverfahren; es wurde gezeigt, daß sowohl der Grad der Annäherung als auch der Einfluß der Kopplung nur an der Dämpfung gemessen werden kann, so daß die mit einem bestimmten Verfahren erreichbare Genauigkeit von der Größe der jeweils vorliegenden Dämpfung abhängt. Nach diesem Maßstab wurden die bekannten Verfahren auf ihre Giltigkeitsgrenzen untersucht und damit die erste Aufgabe der Arbeit gelöst.

Insbesondere wurde ausgeführt, wie man Größen, die nur in erster Näherung als klein neben anderen gelten, leicht eliminieren und dadurch zu einer größeren Genauigkeit gelangen kann.

Zugleich wurde durch Verallgemeinerung der bekannten Verfahren und Gegenüberstellung von Frequenz- und Amplitudenbeobachtung eine Reihe von neuen Meßverfahren gefunden. Folgende Zusammenstellung der alten mit den neuen Verfahren zeigt, daß dadurch auch das zweite Ziel der Arbeit erreicht worden ist, Meßverfahren für jede Kopplung zu entwickeln:

Es sind Kennzeichen der Abstimmung für jede Kopplung angegeben worden.

Dämpfungsmessungen lassen sich mittels der angegebenen Erweiterungen a) durch Amplitudenmessung 1. nach dem Resonanzamplitudenverfahren oder 2. aus der Resonanzbreite bei allen unterkritischen Kopplungen, b) durch Frequenzmessung bei allen losen Kopplungen ausführen. Bei fester Kopplung, wo jede Dämpfung neben den übrigen Größen verschwindet, ist eine Messung natürlich unmöglich.

Zur Messung einer beliebigen Kopplung eignet sich am besten das Verfahren mit kurzgeschlossener Sekundärspule und zwar entweder durch Frequenzmessung nach Kiebitz oder durch die vorgeschlagene Amplitudenmessung. Für feste Kopplungen stehen die beiden Kopplungsfrequenzen bei Abstimmung, für loseste Kopplungen das Verfahren mit künstlich verkleinerter Sekundärdämpfung und für die kritische Kopplung das Verfahren mit der Resonanzbreite zur Verfügung.

Die Anregung und Förderung dieser Arbeit verdanke ich Herrn Professor Dr. Kiebitz.

Literatur.

1) V. Bjerknes, Wied. Ann. 55, S. 121, 1895.
2) A. Oberbeck, Wied. Ann. 55, S. 621, 1895.
3) M. Wien, Wied. Ann. 61, S. 151, 1897.
4) P. Drude, Ann. d. Phys. (4) 15, S. 717, 1904.
5) M. Wien, Phys. Ztschr. 8, S. 766, 1907.
6) R. v. Traubenberg und Monasch, Phys. Ztschr. 8, S. 925, 1907.
7) B. Macků, Phys. Ztschr. 9, S. 437, 1908; Jahrb. d. drahtl. Telegr. 2, S. 251, 1909.
8) W. Hahnemann, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 2, S. 310, 1909.
9) R. Lindemann, Verh. d. D. Phys. Ges. 11, S. 28, 1909.
10) C. Fischer, Ann. d. Phys. (4) 28, S. 57, 1909.
11) C. Fischer, Ann. d. Phys. (4) 32, S. 998, 1910.
12) F. Kiebitz, Ann. d. Phys. (4) 40, S. 138, 1913; Jahrb. d. drahtl. Telegr. 8, S. 45, 1913.

13) F. Kiebitz, Verh. d. D. Phys. Ges. 15, S. 1240, 1913; Jahrb. d. drahtl. Telegr. 9, S. 162, 1915.
14) F. F. Martens, Verh. d. D. Phys. Ges. 16, S. 100, 1914.
15) F. F. Martens, Phys. Grundl. d. Elektrotechn. II, 306, 1915.
16) J. Zenneck, Lehrb. d. drahtl. Telegr., 4. A., S. 139, 1916.
17) J. Zenneck, Lehrb. d. drahtl. Telegr., 4. A., S. 269.
18) W. Burstyn, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 10, S. 353, 1916.
19) L. Cohen, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 10, S 356, 1916.
20) J. Sommer, Annalen d. Phys. (4) 58, S. 375, 1919.
21) Nesper und Floch, Phys. Ztschr. 20, 378, 1919.
22) H. G. Möller, Die Elektronenröhren, Samml. Vieweg, Heft 49, 1920.
23) F. Harms, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 15, S. 442, 1920.
24) W. Seitz, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 15, S. 460, 1920.
25) K. Heegner, Arch. f. Elektrotechn. 9, S. 127, 1920; Dissertation, Jena 1920.

Formeln für die wahren, effektiven und (scheinbar) effektiven Konstanten einer horizontalen Antenne.

Von Dr.-Ing. **August Hund,** Berkeley, Californien.

Antennen sind offene Schwingungssysteme, deren Gesamtkapazität, Selbstinduktion und Widerstand verteilt sind. Eine Antenne, mit Schwingungen der Eigenfrequenz erregt, stellt einen außerordentlich langen elektrischen Leiter dar, da z. B. für eine Horizontalantenne mit verhältnismäßig kurzem Zuleiter ungefähr ein Viertel der Wellenlänge auf den horizontalen Luftdraht fällt, im Falle eine kleine Kopplungsspule am geerdeten Ende eingeschaltet ist. Lange Horizontalantennen finden in letzter Zeit mehr und mehr Verwendung und es scheint deshalb wünschenswert Formeln zu haben, mittels welcher einfache Messungen die Bestimmung der wahren und wirklichen Antennenkonstanten für irgendeine Spulenbelastung ermöglichen.

Es ist zweckmäßig, drei Arten von Konstanten zu unterscheiden, nämlich:

ad 1) Die wahren oder statischen Antennenkonstanten C_A, L_A und r_A, welche gleichbleibende und gleichphasige Werte für das Antennenpotential und den Antennenstrom längs des Luftleiters voraussetzen. Wenn der Luftleiter 1 cm lang ist und Kapazität, Selbstinduktion und Widerstand pro Längeneinheit durch C, L und r ausgedrückt sind, gestalten sich obige Größen folgendermaßen:

$$C_A = l\,C$$
$$L_A = l\,L$$
$$r_A = l\,r$$

Wenn die Antennenkonstanten mittels des Differentialtransformators oder einer anderen Methode und Niederfrequenz bestimmt werden, ergibt die Messung folgende Resultate

$$C_A = l\,C$$
$$\frac{L_A}{3} = \frac{l\,L}{3}$$
$$\frac{r_A}{3} = \frac{l\,r}{3}$$

da für langsam rotierende Ströme das Antennenpotential praktisch konstant ist und der Antennenstrom längs des Luftleiters linear gegen das offene Ende abnimmt.

ad 2) Die effektiven oder wirklichen äquivalenten Antennenkonstanten C_e, L_e r_e, welche die wirklichen Spannungs- und Stromverteilungen voraussetzen und die wahren Energieverhältnisse für gedämpfte Schwingungen bestätigen. Diese Konstanten dürfen als lokalisierte Werte aufgefaßt werden, da ein künstlicher geschlossener Antennenkreis bei Verwendung einer effektiven Kapazität C_e, effektiven Selbstinduktion L_e und Ohmschen Widerstand r_e dasselbe Dekrement

$$\delta_e = \pi\,r_e \sqrt{\frac{C_e}{L_e}}$$

wie die wahre Antenne ergibt und die Schwingungskonstante

$$C_e \cdot L_e$$

der Antenne bestätigt. Derselbe Resonanzstrom fließt dann in dem geschlossenen Kreis wie durch den Interferenzpunkt der Antenne, da für die Eigenwellenlänge die Gesamtreaktanz

$$\omega\,L_e - \frac{1}{\omega\,C_e} = -\sqrt{\frac{L_A}{C_A}}\cot\omega\sqrt{C_A\,L_A} = 0$$

d. h. verschwindet und die Schwingungsimpedanz

$$\sqrt{\frac{L_e}{C_e}}$$

sowie der Widerstand r_e die wirklichen Energieverhältnisse des Luftleiters bedingen, wenn der künstliche Stromkreis entweder mit gedämpften oder ungedämpften Schwingungen erregt ist.

ad 3) Die (scheinbar) äquivalenten oder scheinbar effektiven Antennenkonstanten C_e, L_e und r_c setzen wie in 2 die wirklichen Spannungs- und Stromverteilungen voraus. Ein künstlicher Stromkreis

bestätigt die wirkliche Schwingungskonstante $C_e L_e$ der Antenne. Der richtige Resonanzstrom ist gewöhnlich nur dann erzielt, wenn der künstliche Oszillator mit ungedämpften Schwingungen erregt ist. Gedämpfte Schwingungen ergeben gewöhnlich einen zu großen oder zu kleinen Resonanzstrom, da das Verhältnis $\frac{L_e}{C_e}$ in der Schwingungsimpedanz $\sqrt{\frac{L_e}{C_e}}$ einer Korrektion bedarf.

Ableitung der effektiven oder (wirklichen) äquivalenten Antennenkonstanten für irgendeine Spulenbelastung.

Die verallgemeinerte Gesamtimpedanz Z einer Antenne mit den effektiven Konstanten C_e, L_e und r_e für Kapazität, Selbstinduktion und Widerstand ist

$$Z = n\, r_e + n\, L_e + \frac{1}{n C_e} = 0$$

d. h. verschwindet, wenn das System mit einer Radio E.M.K. der Eigenfrequenz erregt ist. Die Größe $n = \alpha \pm s\,\omega$ bedeutet die verallgemeinerte Winkelgeschwindigkeit, welche in hyperbolischen Radians per Sekunde gemessen ist.[1]) Wenn eine sinusförmige E.M.K. das System erregt, hat man gemäß den in Fig. 1 angedeuteten Strom und Spannungsverteilungen die sekundlichen Energiebeziehungen für den Jouleschen Wärmeverlust W_j, die magnetische Feldenergie W_m und elektrische Feldenergie W_e

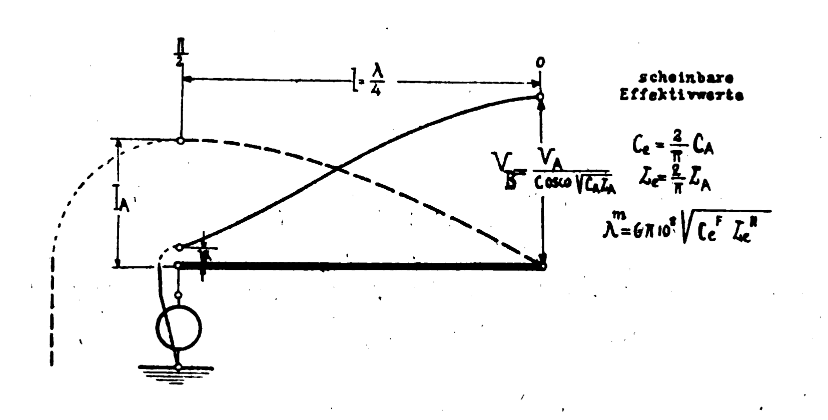
$$W_j = \int_0^l r\, I_x^2\, d\,x = I_A^2 \int_0^l r \cos^2 \frac{2\pi}{\lambda} x\, d\,x$$

$$W_m = \int_0^l \frac{1}{2} L\, I_x^2\, d\,x = \frac{I_A^2}{2} \int_0^l L \cos^2 \frac{2\pi}{\lambda} x\, d\,x$$

$$W_e = \int_0^l \frac{1}{2} C\, V_x^2\, d\,x = \frac{V_B^2}{2} \int_0^l C \sin^2 \frac{2\pi}{\lambda} x\, d\,x$$

welche sich das Gleichgewicht halten müssen, d. h.

1) Siehe A. Hund, Jahrb. d drahtl. Telegr. u. Telephonie, 1919.



Effektive Elektrische Länge

$\frac{\lambda}{\lambda''}\frac{\pi}{2} > \frac{\pi}{2}$

scheinbare
Effektivwerte

$l'' = \frac{\lambda''}{4}$

X

I_A

V_A

$V''_B = \frac{V_A}{\cos\frac{\Delta}{\lambda''}90}$

Wirkliche Länge

$l > \frac{\lambda''}{4}$

C_0

Hochfrequenz
Quelle

%

Volts

wahre C_A und L_A

V''_B

scheinbare L''_e

C''_e und L''_e

63.6

scheinbare C''_e

λ''

685 = λ

$\frac{685}{2} = \frac{\lambda}{2}$

0 40 80 120 160 200×10^{-5} M.F.

Belastungskapazitaet C_0

Fig. 1.

$$W_j + \frac{\partial W_m}{\partial t} + \frac{\partial W_e}{\partial t} = 0$$

oder

$$\frac{\partial I_A}{\partial t} \int_0^l r \cos^2 \frac{2\pi}{\lambda} d x + \frac{\partial^2 I_A}{\partial t^2} \int_0^l L \cos^2 \frac{2\pi}{\lambda} x \, d x + \frac{I_A}{\dfrac{\left[\int_0^l C \sin \frac{2\pi}{\lambda} x \, d x\right]^2}{\int_0^l C \sin^2 \frac{2\pi}{\lambda} x \, d x}} = 0$$

welches die bekannte Schwingungsgleichung

$$\left[n r_e + n^2 L_e + \frac{1}{C_e}\right] I_A = 0 = Z I_A$$

ergibt. Die effektiven Antennenkonstanten, C_e, L_e und r_e können deshalb für sinusförmige Spannungs- und Stromverteilungen von den Ausdrücken

$$\left.\begin{aligned} C_e &= \frac{\left[\int_0^l C\left[\sin \frac{2\pi}{\lambda} x\right] dx\right]^2}{\int_0^l C\left[\sin^2 \frac{2\pi}{\lambda} x\right] d x} \\ L_e &= \int_0^l L\left[\cos^2 \frac{2\pi}{\lambda} x\right] d x \\ r_e &= \int_0^l r\left[\cos^2 \frac{2\pi}{\lambda} x\right] d x \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

berechnet werden, wenn die Integration über den Luftleiter genommen wird. Die Größen I_A und V_B bedeuten die Effektivwerte von Strom und Spannung am Anfang und Ende des horizontalen Luftleiters. Wenn eine Belastungsspule L_0 am geerdeten Ende der Antenne eingeschaltet ist bedeutet

$$\left\{\frac{\pi}{2}\ \frac{\lambda}{\lambda'}\right\}$$

die effektive elektrische Länge des Luftdrahtes.

Da die Spannung V_x und der effektive Strom I_x an irgendeiner Stelle des Luftleiters den Verteilungen

$$V_x = V_B \sin x$$

und

$$I_x = I_A' \cos x = \frac{I_A}{\sin 90\,\lambda/\lambda'} \cos x$$

folgt, hat man für die richtigen äquivalenten Werte der Kapazität C_e' gemäß der Gleichung (1) die Lösung

$$C_e' = \frac{\left[\int\limits_{\pi/2(1-\lambda/\lambda')}^{\pi/2} C \sin x\,d\,x\right]^2}{\int\limits_{\pi/2(1-\lambda/\lambda')}^{\pi/2} C \sin^2 x\,d\,x} = C\,\frac{\left[\left[\right]_{\pi/2(1-\lambda/\lambda')}^{\pi/2} - \cos x\right]^2}{\left[\right]_{\pi/2(1-\lambda/\lambda')}^{\pi/2} \frac{x}{2} - \frac{1}{4}\sin 2x}$$

$$= C\,\frac{4\cos^2 \pi/2\,[1-\lambda/\lambda']}{\pi\,\lambda/\lambda' + \sin \pi\,[1-\lambda/\lambda']}$$

Die wahre oder statische Antennenkapazität $C_A = 1 \cdot C$ entspricht der effektiven elektrischen Länge $\pi/2\ \lambda/\lambda'$. Die effektive Antennenkapazität C_e' kann deshalb für irgendeine Spulenbelastung von der Formel

$$\left.\begin{aligned} C_e' &= \frac{C \cdot l}{\pi/2\,\lambda/\lambda'}\,\frac{4\cos^2 \pi/2\,[1-\lambda/\lambda']}{\pi\,\lambda/\lambda' + \sin \pi\,[1-\lambda/\lambda']} \\ &= \frac{8\lambda'}{\pi\,\lambda}\,\frac{\sin^2 90\,\lambda/\lambda'}{\pi\,\lambda/\lambda' + \sin 180\,[1-\lambda/\lambda']}\,C_A \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

berechnet werden, worin λ und λ' die Resonanzwellenlängen für die unbelastete und spulenbelastete Antenne bedeuten.

Auf ähnliche Weise hat man für die effektive Antennenselbstinduktion L_e' für irgendeine Belastung gemäß der Gleichung (1) die Lösung

$$\begin{aligned} L_e' &= \int\limits_{\pi/2[1-\lambda/\lambda']}^{\pi/2} L\,\frac{\cos^2 x\,d\,x}{\sin^2 \pi/2\ \lambda/\lambda'} = \frac{L}{\sin^2 \pi/2\ \lambda/\lambda'}\left[\right]_{\pi/2[1-\lambda/\lambda']}^{\pi/2} \frac{1}{4}\sin 2x + \frac{x}{2} \\ &= \frac{L \cdot l}{\pi/2\ \lambda/\lambda'\ \sin^2 \pi/2\ \lambda/\lambda'}\,\frac{1}{4}\left[\frac{\lambda}{\lambda'}\pi - \sin \pi\left(1-\frac{\lambda}{\lambda'}\right)\right] \qquad (3) \\ &= \frac{\lambda'}{2\pi\lambda}\,\frac{\pi\,\lambda/\lambda' - \sin 180\,[1-\lambda/\lambda']}{\sin^2 90\,\lambda/\lambda'}\,L_A \end{aligned}$$

Da der effektive Widerstand r_e' der Antenne demselben Gesetz wie die Selbstinduktion folgt, erhält man die Lösung

$$r_e' = \int\limits_{\pi/2[1-\lambda/\lambda']}^{\pi/2} r \frac{\cos^2 x\,dx}{\sin^2 \pi/2\,\lambda/\lambda'} = \frac{\lambda'}{2\pi\lambda} \frac{\pi\lambda/\lambda' - \sin 180[1-\lambda/\lambda']}{\sin^2 90\,\lambda/\lambda'} r_A \tag{4}$$

Ableitung für die effektiven Antennenkonstanten der unbelasteten und überlasteten Antenne.

Wenn die Kopplungsspule L_0 am geerdeten Ende der Antenne weggelassen wird, bekommt die effektive elektrische Antennenlänge den Wert $\frac{\lambda}{4}$ da $\lambda' = \lambda$. Die Ausdrücke (2), (3) und (4) vereinfachen sich demgemäß, wie folgt:

$$C_e' = C_e = \frac{8}{\pi} \frac{\sin^2 90}{\pi + \sin 0} C_A = \frac{8}{\pi^2} C_A \tag{2'}$$

$$L_e' = L_e = \frac{1}{2\pi} \frac{\pi - \sin 0}{\sin^2 1} L_A = \frac{1}{2} L_A \tag{3'}$$

$$r_e' = r_e = \frac{1}{2} r_A \tag{4'}$$

Da für eine verhältnismäßig große Selbstinduktion L_0 gemäß den schattierten Darstellungen der Fig. 2 das Antennenpotential ungefähr konstant verläuft, während der Antennenstrom praktisch linear gegen das offene Ende abnimmt, hat man für die Spannungsverteilung die Funktion

$$V_x = V_B$$

und für die Stromverteilung die Funktion

$$I_x = I_A \left[1 - \frac{x}{l}\right]$$

wenn x die Entfernung zum oberen Spulenende bedeutet. Die Lösungen für die überlastete Antenne ergeben demgemäß die Konstanten

$$C_e' = \frac{\left[\int_0^l C\,dx\right]^2}{\int_0^l C\,dx} = \int_0^l C\,dx = l\,C = C_A \tag{2''}$$

$$L_e' = \int_0^l L \left[1 - \frac{x}{l}\right]^2 dx = \frac{1}{3} l L = \frac{1}{3} L_A \qquad (3'')$$

$$r_e' = \int_0^l r \left[1 - \frac{x}{l}\right]^2 dx = \frac{1}{3} r_A \qquad (4'')$$

Eine Vergleichung dieser Resultate zeigt, daß die effektiven Werte der Antennenkonstanten zwischen den Grenzen

$$\left.\begin{array}{l} C_e' = [81\,\% \text{ zu } 100\,\%]\, C_A \\ L_e' = [50\,\% \text{ zu } 33\,\%]\, L_A \\ r_e' = [50\,\% \text{ zu } 33\,\%]\, r_A \end{array}\right\} \left\{\begin{array}{c}\text{von unbelasteten} \\ \text{zu überlasteten} \\ \text{Antenne}\end{array}\right\} \qquad (5)$$

schwanken.

Ableitung der (scheinbaren) Effektivwerte der Antennenkonstanten für irgendeine Spulen- oder Kondensatorbelastung.

Folgende Ableitungen beruhen auf den Ausdrücken für die Mittelwerte des effektiven Potentials und der effektiven Stromstärke längs der Antenne für irgendeinen bestimmten Zeitpunkt. Fig. 2 berücksichtigt die bezüglichen Verteilungen längs eines horizontalen Luftdrahtes, wenn eine Spule am geerdeten Ende eingeschaltet ist. Fig. 3 illustriert den Fall einer Kondensatorbelastung am geerdeten Ende des Luftleiters. Die Konstanten für die Antennenkapazität C_e' und Antennenselbstinduktion L_e' dürfen dann nur verwendet werden, wenn ihr Produkt $C_e \cdot L_e$ für den unbelasteten Fall oder das Produkt $C_e' \cdot [L_e' + L_0]$ für den belasteten Fall in Betracht kommt, da die Ableitungen nur die Schwingungskonstante für die Eigenfrequenz bestätigen, aber nicht die richtigen Energien des magnetischen und des elektrischen Feldes. Daß ein äquivalenter geschlossener Antennenkreis dem richtigen Resonanzstrom für Sinusschwingungen ergibt ist nur dem Umstande zuzuschreiben, daß ungedämpfte Schwingungen der Ohmsche Widerstand die einzige Größe ist, welche den Stromfluß zu verhindern sucht, da ja in unserem Falle Resonanz vorausgesetzt wird. Gedämpfte Schwingungen von derselben Eigenfrequenz werden jedoch gewöhnlich einen zu großen oder einen zu kleinen Resonanzstrom im geschlossenen äquivalenten Stromkreis ergeben, wenn die scheinbaren Werte von C_e' und L_e' verwendet sind. Wenn der Resonanzstrom zu groß ausfällt ist dies ein Zeichen, daß die Kapazität C_e' zu groß und die Selbstinduktion L_e' zu klein gewählt ist. Es ist dann nur nötig die Selbstinduktion und die Kapazität des äquivalenten Stromkreises gleichzeitig in einer solchen Weise zu ändern, daß die Selbstinduktion

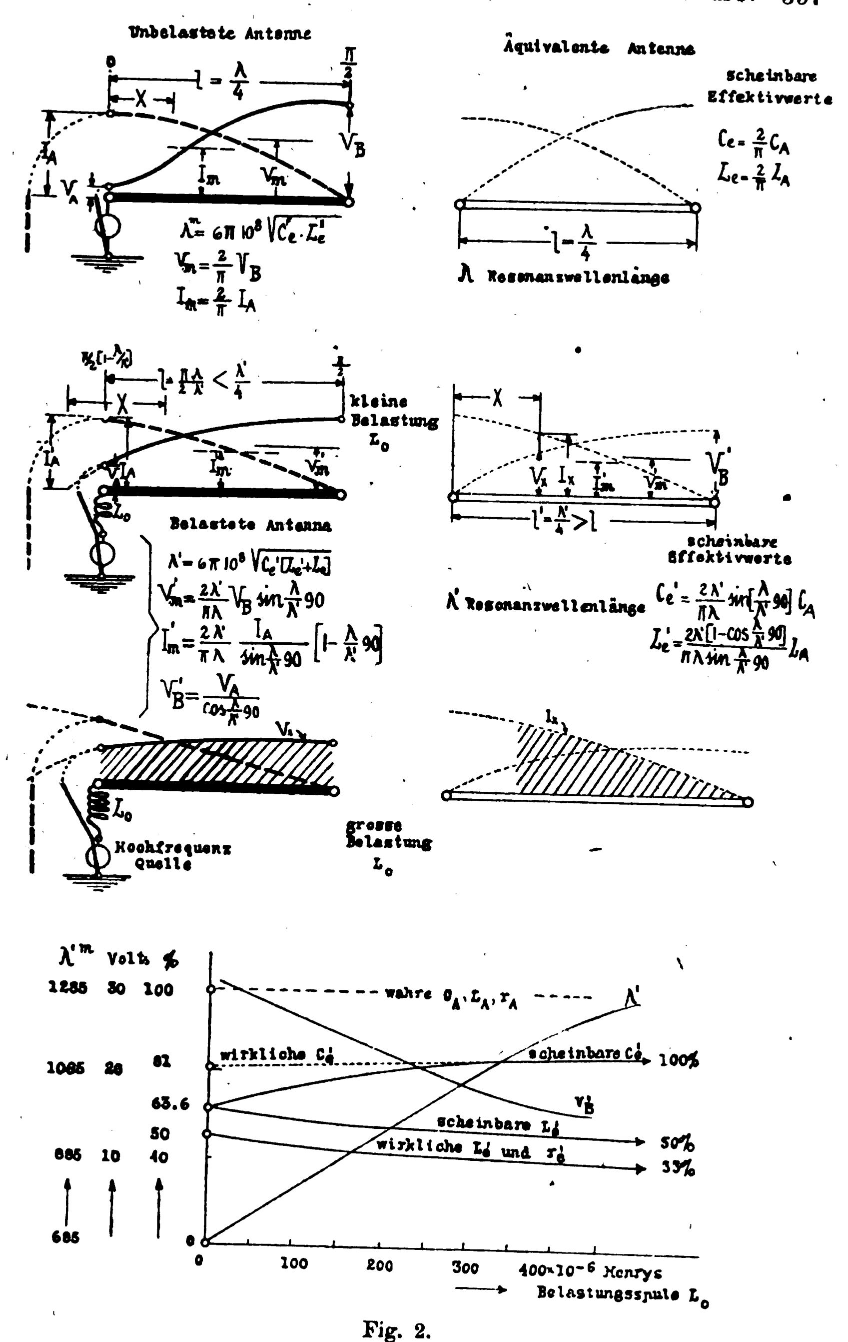

Unbelastete Antenne
Äquivalente Antenne
scheinbare Effektivwerte
λ Resonanzwellenlänge
kleine Belastung L_0
Belastete Antenne
λ' Resonanzwellenlänge
scheinbare Effektivwerte
Hochfrequenz Quelle
grosse Belastung L_0
wahre C_A, L_A, r_A
wirkliche C_e'
scheinbare C_e'
scheinbare L_e'
wirkliche L_e' und r_e'
Belastungsspule L_0

Fig. 2.

zunimmt weil die Kapazität abnimmt, bis der richtige Resonanzstrom erhalten ist.

Die Ableitung dieser äquivalenten Antennenkonstanten erscheint deshalb zunächst als zwecklose Arbeit. Die Anwendungen, welche später ausgeführt werden, zeigen jedoch, daß die Resultate der scheinbaren und richtigen Effektivwerte eine Bestimmung der wahren Antennenkonstanten und der effektiven Selbstinduktion der eingeschaltenen Spule ermöglichen.

Der Mittelwert V_m' der Spannungsverteilung einer spulenbelasteten Antenne ergibt gemäß Fig. 2 eine Ableitung

$$V_m' = \frac{2\lambda'}{\pi\lambda} V_B \int_{\pi/2[1-\lambda/\lambda']}^{\pi/2} \sin x\, dx = \frac{2\lambda'}{\pi\lambda} V_B \sin 90\lambda/\lambda' \tag{6}$$

während der Mittelwert für die Stromverteilung einer solchen Antenne

$$I_m' = \frac{2\lambda'}{\pi\lambda} \frac{I_A}{\sin\pi/2\,\lambda/\lambda'} \int_{\pi/2[1-\lambda/\lambda']}^{\pi/2} \cos x\, dx = \frac{2\lambda'}{\pi\lambda} \frac{I_A}{\sin 90\lambda/\lambda'} [1-\cos 90\lambda/\lambda'] \tag{7}$$

ergibt. Da aber die elektrische

$$\begin{aligned}(\text{Antennen-Ladung}) &= (\text{Mittlere Spannung})\ (\text{Wahre Kapazität})\\ &= (V_m')\, C C_A)\\ &= \left\{\left(\frac{2\lambda'}{\pi\lambda}\sin\frac{\lambda}{\lambda'}90\right)(C_A)\right\} V_B\end{aligned}$$

erhält man für den scheinbaren Effektivwert der Antennenkapazität

$$C_e' = \left\{\frac{2\lambda'}{\pi\lambda}\sin[\lambda/\lambda'\,90]\right\} C_A \tag{8}$$

Andererseits ist aber der magnetische

$$\begin{aligned}(\text{Antennenflux}) &= (\text{Mittlerer Strom})\cdot(\text{Wahre Selbstinduktion})\\ &= (I_m')(Z_A)\\ &= \left\{\frac{2\lambda' L_A}{\pi\lambda\sin 90\lambda/\lambda'}[1-\cos\lambda/\lambda'\,90]\right\} I_A\end{aligned}$$

und die scheinbare effektive Selbstinduktion der Antenne bekommt den Wert

$$L_e' = \left\{\frac{2\lambda'[1 \cos[\lambda/\lambda'\,90]]}{\pi\lambda\sin]\lambda/\lambda'\,90]}\right\} L_A \tag{9}$$

Beide Werte befriedigen selbstverständlich die Thomsonsche Formel

Unbelastete Antenne

$l = \frac{\lambda}{4}$

I_A

V_A

$V_B = \frac{V_A}{\sqrt{C_A L_A}}$

Hochfrequenz Quelle

l_A

Wahre Konstanten

$C_A = C \cdot l$

$L_A = L \cdot l$

$r_A = r \cdot l$

Richtige Effektivwerte

$C_e = \frac{8}{\pi^2} C_A$

$L_e = \frac{1}{2} L_A$

$r_e = \frac{1}{2} r_A$

$\lambda^m = 6\pi 10^8 \sqrt{C_e^F L_e^H}$

Belastete Antenne

$C_e' = \frac{8\lambda'}{\pi\lambda} \frac{\sin^2 90 \lambda/\lambda'}{\pi\lambda/\lambda' + \sin 180(1-\lambda/\lambda')} C_A$

$L_e' = \frac{\lambda'}{2\pi\lambda} \frac{\pi\lambda/\lambda' - \sin 180(1-\lambda/\lambda')}{\sin^2 90 \lambda/\lambda'} L_A$

$r_e' = \frac{\lambda'}{2\pi\lambda} \frac{\pi\lambda/\lambda' - \sin 180(1-\lambda/\lambda')}{\sin^2 90 \lambda/\lambda'} r_A$

$\lambda' = 6 \times 10^8 \pi \sqrt{C_e' \cdot (L_e' + L_0)}$

$\frac{\pi}{2}\frac{\lambda}{\lambda'}$

0 $\quad \frac{\pi\lambda}{2\lambda'} \quad \frac{\pi}{2}$

X

$V_X = V_B \sin X$

$V_B = \frac{V_A}{\cos 90 \lambda/\lambda'}$

I_A' $\quad I_A \quad V_A$

$I_X = I_A' \cos X$

L_0

$I_X = \frac{I_A}{\sin 90 \lambda/\lambda'} \cos X$

L_e' $\quad r_e'$ $\quad L_0$ $\quad C_e'$

Äquivalente Antenne

Äquivalenter Stromkreis

$l' = \frac{\lambda'}{4}$

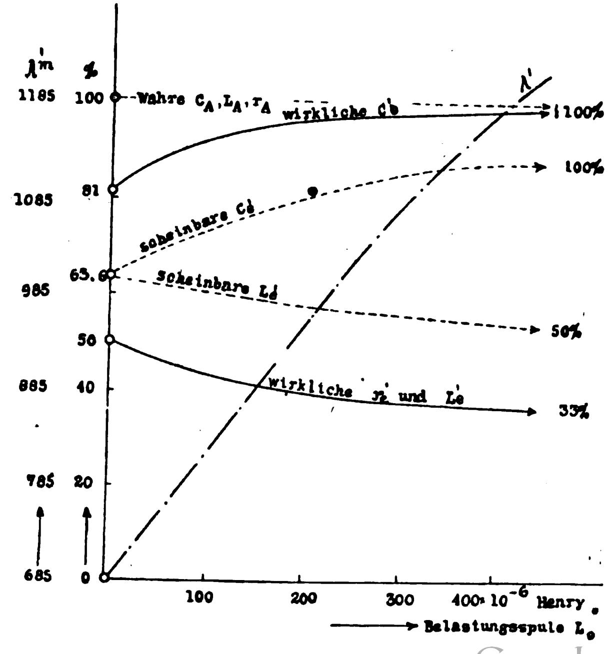


Fig. 3.

$$\lambda''' = 6\pi\, 10^8 \sqrt{C_e'[L_e' + L_0]}$$

Wenn ein Kondensator C_0 am geerdeten Ende der Antenne eingeschaltet ist, wird die effektive elektrische Länge $\frac{\pi}{2}\frac{\lambda}{\lambda''}$ größer als $\frac{\pi}{2}$. Man hat dann gemäß den Darstellungen der Fig. 3 für den Mittelwert V_m'' der momentanen effektiven Antennenspannungen

$$V_m'' = \frac{2\lambda'' V_B}{\pi\lambda}\int_0^{\pi/2\ \lambda/\lambda''} \cos\lambda = \frac{2\lambda''}{\pi\lambda} V_B \sin\frac{\lambda}{\lambda''} 90$$

und für den Mittelwert I_m'' der entsprechenden Antennenstromwerte

$$I_m'' = \frac{2\lambda''}{\pi\lambda}\ \frac{I_A}{\sin\pi/2\ \lambda/\lambda''}\int_0^{\pi/2\ \lambda/\lambda''} \sin x = \frac{2\lambda''}{\pi\lambda}\ \frac{I_A}{\sin\lambda/\lambda''\,90}\,[1 - \cos\lambda/\lambda''\,90]$$

Die scheinbaren effektiven Antennenkonstanten werden dann

Tabelle 1

Meßresultate		Berechnete					
Belastungs-selbstinduktion L_0 Henry	Wellen-länge λ' m	$\pi\lambda/\lambda'$ numerisch	$\frac{8\lambda'}{\pi\lambda}$ numerisch	$\frac{\lambda'}{2\pi\lambda}$ numerisch	$90\lambda/\lambda'$ Grade	$\sin^2 90\,\lambda/\lambda'$ numerisch	$180(1 - \lambda/\lambda_i)$ Grade
0 kein L_0	685	π	$\frac{8}{\pi}$	$\frac{1}{2\pi}$	90	1	0
L_0 eingeschaltet	730	2,95	2,71	0,1697	84,5	0,991	11,17
	800	2,69	2,97	0,186	77,1	0,952	25,9
	870	2,47	3,23	0,202	70,9	0,895	38,2
	950	2,265	3,53	0,221	64,9	0,822	50,2
0,000246	1015	2,12	3,78	0,236	60,6	0,76	58,5
0,000279	1055	2,04	3,92	0,245	58,5	0,729	63,4
0,000308	1095	1,965	4,07	0,254	56,3	0,692	67,4
0,000345	1130	1,905	4,2	0,262	54,6	0,665	71,0
0,000384	1161	1,85	4,32	0.27	53,0	0,639	73,8
0,000422	1190	1,805	4,43	0,276	51,8	0,62	76,4
0,000448	1225	1,757	4,56	0,285	50,4	0,594	79,5

Bemerkungen. Die gemessene Wellenlänge λ' kann mittels der For-
Henry.

$$C_e'' = \left\{\frac{2\lambda''}{\pi\lambda}\sin\left[\frac{\lambda}{\lambda''}90\right]C_A\right.$$

und (10)

$$L_e'' = \left\{\frac{2\lambda''[1-\cos[\lambda/\lambda''\,90]}{\pi\lambda\sin[\lambda/\lambda''\,90]}L_A\right.$$

welch wiederum die Thomsonsche Formel

$$\lambda''m = 6\pi\cdot 10^6\sqrt{\frac{C_e''\cdot C_0}{C_e''+C_0}L_e''}$$

befriedigen.

Anwendungen der Formeln.

I. Berechnung der scheinbaren und richtigen Effektivwerte der Antennenkonstanten in bezug auf die statischen Werte.

Tabelle I stellt die Berechnung der richtigen Effektivwerte der Antennenkonstanten systematisch dar, welche mittels der Kurven in

(richtige Efektivwerte).

Größen. sin 180 (1 − λ/λ') numerisch	Effektive oder tatsächliche äquivalente Konstanten der Antenne in % der wahren Werte C_A, L_A und r_A		
	$C_e' = \frac{8\lambda'}{\pi\lambda}\frac{\sin^2 90\,\lambda/\lambda'\,C_A}{\pi\,\lambda/\lambda\,4\sin 180(1-\lambda/\lambda')}$ gleiche Einheit wie C_A	$L_e' = \frac{\lambda'}{2\pi\lambda}\frac{\pi\,\lambda/\lambda'-\sin 180(1-\lambda/\lambda')\,L_A}{\sin^2 90\,\lambda/\lambda'}$ gleiche Einheit wie L_A	$r_e' = \frac{\lambda'}{2\pi\lambda}\frac{\pi\,\lambda/\lambda'-\sin 180(1-\lambda/\lambda')\,r_A}{\sin^2 90\,\lambda/\lambda'}$ gleiche Einheit wie r_A
0	81 %	50 %	50 %
0,1937	85,5	47,2	47,2
0,4368	90,4	44	44
0,6184	93,5	41,8	41,8
0,7683	95,8	40,2	40,2
0,8526	96,7	39,3	39,3
0,8942	97,4	38,6	38,6
0,9232	97,9	38,1	38,1
0,9455	98,1	37,7	37,7
0,4603	98,2	37,6	37,6
0,972	98,5	37,2	37,2
0,9833	98,9	31,1	37,1

mel λ' m = $6\pi\,10^8\sqrt{C_e'[L_e'+L_0]}$ geprüft werden, wenn C_e' in Farads und L_e' in

Fig. 1 veranschaulicht werden. Die Resonanzwellenlänge der unbelasteten Antenne war $\lambda = 685$ m und das Antennenpotential $V_A = 10$ Volt am Beginn des horizontalen Luftdrahtes. Tabelle II und Fig. 2 geben die Verhältnisse für die scheinbaren Effektivwerte, falls eine Spulenbelastung vorliegt. Fig. 3 und Tabelle III stellen den Fall für eine Kapazitätsbelastung dar. Die entgültigen Resultate bedeuten die scheinbaren Effektivwerte der Antennenkonstante.

II. Berechnung der wahren und effektiven Antennenkonstanten.

Da die Schwingungskonstante für die richtigen Effektivwerte C'_{e1} und L'_{e1} und die scheinbaren Effektivwerte C'_{e2} und L'_{e2} für ein und dieselbe Belastungsspule L_0 konstant bleiben muß, hat man die Beziehungen

$$C'_{e1}[L'_{e1} + L_0] = C'_{e2}[L'_{e2} + L_0]$$

oder

$$A_1 C_A [B_1 L_A + L_0] = A_2 C_A [B_2 L_A + L_0]$$

da gemäß den Formeln (2), (3), (8) und (9)

$$C'_{e1} = \left\{\frac{8\lambda'}{\pi\lambda} \frac{\sin^2 90\lambda/\lambda'}{\pi\lambda/\lambda' + \sin 180[1 - \lambda/\lambda']}\right\} C_A = A_1 C_A$$

$$C'_{e2} = \left\{\frac{2\lambda'}{\pi\lambda} \sin\frac{\lambda}{\lambda'} 90\right\} C_A = A_2 C_A$$

$$L'_{e1} = \left\{\frac{\lambda'}{2\pi\lambda} \frac{\pi\lambda/\lambda' - \sin 180[1 - \lambda/\lambda']}{\sin^2 90\lambda/\lambda'}\right\} L_A = B_1 L_A$$

$$L'_{e2} = \left\{\frac{2\lambda'[1 - \cos\lambda/\lambda' 90]}{\pi\lambda \sin\lambda/\lambda' 90}\right\} L_A = B_2 L_A$$

Die wahre Antennenselbstinduktion L_A kann deshalb von der Formel

$$L_A^H = \frac{A_1 - A_2}{A_2 B_2 - A_1 B_1} L_0^H \tag{11}$$

berechnet werden.

Wenn $\lambda = 685$ m die gemessene Resonanzwellenlänge für die unbelastete Antenne bedeutet und $\lambda' = 1015$ den gemessenen Wert für eine Belastungsselbstinduktion $L_0 = 0{,}000246$ Henry, ergeben die Formeln (2) und (3) für die richtigen Effektivwerte die Resultate

$$\left.\begin{aligned} C'_{e1} &= 0{,}967\ C_A \\ L'_{e1} &= 0{,}393\ L_A \end{aligned}\right\} \text{ d. h. } \left\{\begin{aligned} A_1 &= 0{,}967 \\ B_1 &= 0{,}393 \end{aligned}\right.$$

Tabelle 2 (scheinbare Effektivwerte).

Gemessene Größen		Berechnete Größen						Resultate		Bemerkungen
Eingeschalt. Selbstinduktion L_0 Henry	λ' m	$\lambda/\lambda'\,90$ Grade	$\sin\lambda'/\lambda'\,90$ numerisch	$\cos\lambda/\lambda'\,90$ numerisch	$1-\cos\lambda/\lambda'\,90$ numerisch	$\pi\lambda/2\lambda'$ numerisch	V_B' Volts	C_e' in % der wahren Kapazität C_A	L_e' in % der wahren Selbstinduktion L_A	
0,000246	1015	60,6	0,8813	0,4756	0,5244	0,94	21	82,6%	56 %	$V_A = 10\,V$ $\lambda = 685$ m
0,000279	1055	58,5	0,8526	0,5225	0,4775	0,98	9,1	83,5	54,8	
0,000308	1095	56,3	0,832	0,5548	0,4452	1,02	18	85	54,5	
0,000345	1130	54,6	0,8151	0,5193	0,4207	1,05	17,3	85,6	54,2	
0,000384	1161	53,0	0,7986	0,6018	0,3982	1,03	16,6	86,4	53,8	
0,000422	1190	51,8	0,7859	0,6184	0,3816	1,1	16,2	86,6	53,6	
0,000448	1225	50,4	0,7105	0,6374	0,3626	1,14	15,7	88	53,6	

Tabelle 3 (scheinbare Werte).

Gemessene Größen		Berechnete Größen						Resultate		Bemerkungen
Eingeschaltete Kapazität C_0 M. F.	λ'' m	$\lambda/\lambda''\,90$ Grade	$\sin\lambda/\lambda''\,90$ numerisch	$\cos\lambda/\lambda''\,90$ numerisch	$1-\cos\lambda/\lambda''\,90$ numerisch	$2\lambda''/\pi\lambda$ numerisch	V_B'' Volts	C_e'' in % der wahren Kapazität C_A	L_e'' in % der wahren Selbstinduktion L_A	
0,000241	560	110	0,9397	−0,342	1,842	0,52	29,2	48,8%	74,3%	$V_A = 10\,V$ $\lambda = 685$ m
0,00217	545	113	0,9205	−0,3907	1,3907	0,506	25,6	46,7	76,5	
0,00192	535	115,1	0,9056	−0,4242	1,4242	0,497	23,6	45,0	78,0	
0,00165	525	117,2	0,8894	−0,4571	1,4571	0,488	21,9	43,4	80	
0,00141	515	119,5	0,8704	−0,4924	1,4924	0,479	20,3	41,5	82,2	für unbelastete Antenne
0,00116	505	122	0,8480	−0,5299	1,5299	0,470	18,9	39,9	84,7	
0,00092	487	126,4	0,8049	−0,5434	1,5934	0,452	16,9	36,4	89,6	
0,00067	454	135,8	0,6972	−0,7169	1,7169	0,422	13,9	29,4	104	
0,00042	405	152,1	0,4679	−0,8838	1,8838	0,376	11,3	17,6	151	
0,00018	370	166,2	0,2385	−0,9711	1,9711	0,344	10,3	8,2	284	

und die Formeln (8) und (9) liefern für die scheinbaren Effektivwerte

$$\left.\begin{aligned} C'_{e2} &= 0{,}826\ C_A \\ L'_{e2} &= 0{,}56\ L_A \end{aligned}\right\} \text{ d. h. } \left\{\begin{aligned} A_2 &= 0{,}826 \\ B_2 &= 0{,}56 \end{aligned}\right.$$

Die statische oder wahre Antennenselbstinduktion wird dann

$$L_A = \frac{0{,}967 - 0{,}826}{0{,}826 \times 0{,}56 - 0{,}967 \times 0{,}393}\, 0{,}000\,246 = \mathbf{0{,}000\,413\ Henry}$$

Die statische oder wahre Antennenkapazität C_A berechnet sich mittels der Resonanzwellenlänge $\lambda = 685$ m für die unbelastete Antenne gemäß der Thomsonschen Formel

$$\lambda^m = 6\pi \times 10^8 \sqrt{C_e^F \cdot L_e^H}$$

$$= 6\pi \times 10^8 \sqrt{\left[\frac{8}{\pi^2} C_A\right] \frac{L_A}{2}} = 12 \times 10^8 \sqrt{C_A L_A}$$

d. h. mittels des Ausdruckes

$$C_A^F = \frac{\lambda^{m2}}{144 \times 10^{16} L_A^H} \tag{12}$$

und die wahre Antennenkapazität bekommt somit

$$C_A = \frac{685^2}{144 \times 10^{16} \times 413 \times 10^{-6}} = \mathbf{0{,}000\,79\ M.F.}$$

Die entgültigen Werte für die richtigen Effektiven Antennenkonstanten werden für eine Spulenselbstinduktion $L_0 = 0{,}000\,246$ Henry und einer entsprechenden Resonanzwellenlänge $\lambda' = 1015$ m

$$C_e' = 0{,}967\ C_A = 0{,}967 \times 0{,}000\,79 = \mathbf{0{,}000\,764\ M.F.}$$

$$L_e' = 0{,}393\ L_A = 0{,}393 \times 0{,}000\,413 = \mathbf{0{,}000\,162\,5\ Henry}$$

Die Richtigkeit dieser Lösungen kann mittels der Thomsonschen Formel geprüft werden, welche einen Wert

$$\lambda' = 6 \times 10^8 \pi \sqrt{C_e' [L_e' + L_0]}$$

$$= 6 \times 10^8 \pi \sqrt{\frac{0{,}764}{10^9} [0{,}0\,001\,625 + 0{,}000\,246]} = 1050 \text{ m}$$

ergibt, welcher nur 3,35 % von dem gemessenen Werte abweicht. Dieser Unterschied ist dem Umstande zuzuschreiben, daß die Werte der eingeschalteten Belastungsselbstinduktion mit Niederfrequenz gemessen wurde.

III. Berechnung der effektiven Selbstinduktion der eingeschaltenen Belastungsspule.

Die Selbstinduktion der eingeschaltenen Belastungsspule kann nach obigen Überlegungen nach dem Ausdruck

$$L_0^H = \frac{A_2 B_2 - A_1 B_1}{A_1 - A_2} L_A^H \qquad (13)$$

berechnet werden. Da in den Messungen der Tabelle I die Belastungsselbstinduktion L_0 für $\lambda' = 800$ m nicht besonders gemessen wurde, dürfte es von Interesse sein den Effektivwert dieses Koeffizienten nachträglich zu bestimmen. Die richtigen äquivalenten Antennenkonstanten ergeben gemäß Tabelle I für eine Wellenlänge $\lambda' = 800$ m

$$A_1 = 0{,}904$$
$$B_2 = 0{,}44$$

und die Formeln (8) und (9) ergeben für die scheinbaren Faktoren

$$A_2 = \frac{2\lambda'}{\pi\lambda} \sin\frac{\lambda}{\lambda'} 90 = \frac{2 \times 800}{\pi \times 685} 0{,}9748 = 0{,}724$$

$$B_2 = \frac{2\lambda'[1 - \cos\lambda/\lambda']}{\pi\lambda \sin\lambda/\lambda' 90} = \frac{2 \times 800 [1 - 0{,}2333]}{\pi\, 685 \times 0{,}9748} = 0{,}593$$

Der Koeffizient der Belastungsselbstinduktion bekommt somit

$$L_0 = \frac{0{,}724 \times 0{,}593 - 0{,}904 \times 0{,}44}{0{,}904 - 0{,}724} 0{,}000\,413 = \frac{0{,}0\,000\,745}{\text{Henry}}$$

Zusammenfassung.

Vorliegende Methode gibt die Lösungen für die effektiven, (scheinbar) effektiven und die statischen Antennenkonstanten langer Horizontalantennen, im Falle sinusförmige Verteilungen vorliegen. Die Anwendungen zeigen, daß die effektive Radioselbstinduktion der Belastungsselbstinduktion auch mittels dieses Verfahrens bestimmt werden kann. Versuche mit verschiedenen Antennen haben gezeigt, daß selbst für die gewöhnliche Erregung die Formeln gute Annäherungswerte ergeben.

Mitteilungen aus der Praxis.

Funktelegraphische Empfangsversuche in Argentinien.

(Nach Mitteilung des Reichspostministers.)

Zur Vorbereitung einer geplanten unmittelbaren funktelegraphischen Verbindung zwischen Deutschland und Argentinien sind von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. und der Aktiengesellschaft Drahtloser Überseeverkehr, beide in Berlin, im letzten Jahre ausgedehnte Empfangsversuche an verschiedenen Punkten Argentiniens angestellt worden.

Die ersten Versuche fanden in Bella Vista bei Las Palmas, 70 km von Buenos Aires, statt, und zwar in den Monaten Januar bis Mai 1920. Benutzt wurde hier zum Empfang eine an zwei 40 m hohen Masten aufgehängte Rahmenantenne von etwa 28 × 68 m Seitenlänge.

Im Juni 1920 wurde die Versuchsanlage nach Florida, einem Vorort von Buenos Aires verlegt. Außerdem wurden Vergleichsversuche in Puerto Militar bei Bahia Blanca und in Trelew — 1000 km südlich von Buenos Aires — angestellt.

In Florida diente zum Empfang eine von einem 50 m hohen Mast getragene Rahmenantenne von etwa 30 m Seitenlänge. Einen Überblick über die mit ihr erzielten Empfangsergebnisse enthält die nachstehende Zusammenstellung. Deren Zahlen im Verein mit den

Ergebnisse der funktelegraphischen Empfangsversuche in Florida bei Buenos Aires.

Monat	Beobachtet wurde an Tagen	Empfangen wurde überhaupt an Tagen	Empfangen wurde 100% des Textes an Tagen	Gesamtzahl der empfangenen Worte	Durchschnittliche Stärke der Störung in Parallelohm	Durchschnittliche Stärke der Nutzzeichen in Parallelohm
Juni	25	17	14	6138	2,5	5,2
Juli	31	28	28	12083	2,83	4,74
August . . .	31	20	20	6226	2,54	5,1
September .	30	14	14	4908	1,37	6,27
Oktober . .	31	14	14	5844	1,15	5,75
November .	28	10	10	2308	1,45	10,5

Schaulinien der Tagesmittelwerte der Störungs- und Empfangslautstärke (Fig. 1) zeigen deutlich, wie mit dem Übergang zur wärmeren

Jahreszeit eine erhebliche Verschlechterung des Empfangs eintritt. Während im Juli — dem günstigsten Monat der ganzen Versuchs-

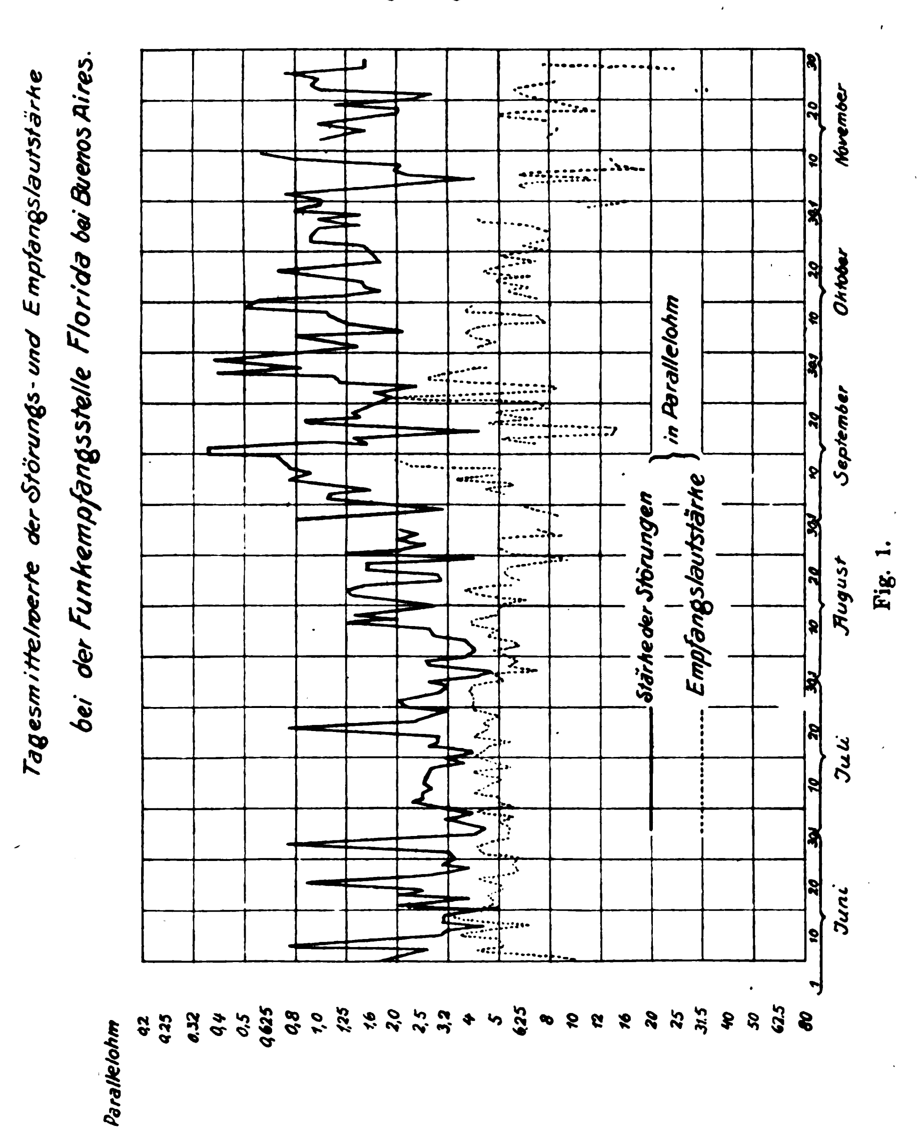


Fig. 1.

zeit — Störungs- und Empfangs-Lautstärken nur geringen Schwankungen unterworfen sind und die Störungen die Nutzzeichen im all-

gemeinen nur wenig überragen, ändert sich das Bild schon vom August ab deutlich zum schlechteren. Die Empfangslautstärke bleibt zwar im großen und ganzen noch konstant, aber der Unterschied gegen die Störungen wird schon größer. Im September treten erhebliche Schwankungen in der Empfangslautstärke ein, der Unterschied gegen die Störungen nimmt weiter zu; das setzt sich in vergrößertem Maßstabe in den beiden folgenden Monaten fort, dazu tritt aber dann im November eine auffallende Verringerung der Empfangslautstärke überhaupt, so daß Nauen nur an 21 Tagen beobachtet werden kann und eine Zeichenaufnahme nur an 10 Tagen möglich ist. Für die Schwierigkeiten derartiger Unternehmen im tropischen Klima ist übrigens bezeichnend, daß im November an $2^1/_2$ Tagen der Versuchsbetrieb ganz eingestellt werden mußte, weil das Empfangshaus infolge Gewitterregens unter Wasser gesetzt war.

Die gleichzeitigen Versuche in Puerto Militar und Trelew verfolgten den Zweck, festzustellen, ob im Süden Argentiniens bessere Empfangsbedingungen zu finden wären. Sie haben — zunächst allerdings nur für den argentinischen Winter — ergeben, daß erhebliche Unterschiede nicht bestehen. Störungs- und Empfangslautstärke waren ungefähr dieselben wie in der Nähe von Buenos Aires, nur lagen die Zeiten des günstigsten Empfangs bei den räumlich weit getrennten Empfangsstellen auseinander, was an den zeitlich verschieden verlaufenden Witterungsverhältnissen ohne weiteres erklärlich ist.

Die Versuche lassen, wenn auch ihr Ergebnis nicht als ungünstig bezeichnet werden kann, ein abschließendes Urteil über die Möglichkeit der unmittelbaren funktelegraphischen Verbindung zwischen Deutschland und Argentinien nicht zu. Man hat bei ihrer Beurteilung zu berücksichtigen, daß die mit ihnen beauftragten deutschen Ingenieure auf die Empfangsmittel angewiesen waren, wie sie bei ihrer Ausreise nach Südamerika Ende 1919 zur Verfügung standen. Inzwischen ist die Empfangstechnik in Deutschland erheblich gefördert worden und es besteht berechtigter Grund zu der Hoffnung, daß bei Anwendung der neuesten Errungenschaften auf diesem Gebiet Empfangsergebnisse erzielt werden, auf denen sich ein einwandfreier Nachrichtenaustausch zwischen Deutschland und Südamerika auf funktelegraphischem Wege aufbauen läßt.

Die Versuche, die zur Zeit noch im Gange sind, werden voraussichtlich in der zweiten Hälfte dieses Jahres mit den modernsten Empfangsmitteln fortgesetzt werden.

Drahtlose Telephonie.[1])

Von Hans Zickendraht.

Im folgenden soll auf einige Beobachtungen hingewiesen werden, die beim Empfang der von Königswusterhausen und Nauen im Februar und März des Jahres 1921 durchgeführten Telephonieversuche angestellt worden sind. Der Empfang geschah an der Radioversuchsstation der Universität Basel (Schweiz) also in rund 680 km Entfernung von den Sendestellen mit einer zweidrähtigen mitten in der Stadt gelegenen T-Antenne von bloß 18 m Höhe bei 80 m Länge der Horizontaldrähte. Kapazität der Antenne 1240 cm, Eigenwelle 450 m. Als Empfängerapparat diente ein pultförmiger Primär- und Sekundärempfänger der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie Type E 85 c, mit Kristalldetektor und Zweiröhrenniederfrequenzverstärker derselben Firma Type EV 211 b. Die Versuche beziehen sich auf die jeweils gegen 14 Uhr erfolgenden Emissionen und sind vom Unterzeichneten unter liebenswürdiger Mitwirkung von Prof. August Hagenbach angestellt worden. Sie ergaben folgende Resultate:

Sehr deutlich und klar waren die mit dem Röhrensender in Königswusterhausen angestellten Sprach- und Musikübertragungen. Eine rohe Wellenmessung ergab $\lambda = 3600$ m. Ohne Verstärker war nichts wahrzunehmen.

Die Versuche mit dem Poulsensender der Lorenz-Aktiengesellschaft bei 3600—3700 m Wellenlänge waren im Allgemeinen trotz guter Lautstärke (Musik < 10 Parallelohm, Sprache 40 Parallelohm zu 3450 Ohm Telephonwiderstand bei Anwendung des Zweiröhrenverstärkers) nicht durchweg zu verstehen, vermutlich weil die Aufnahmemembran an der Sendestelle zuweilen etwas ins Nachklingen und sogar Schnarren geriet.

Sehr gut verständlich war hingegen die von Nauen am 15. März mit Welle 4700 unter Verwendung der Hochfrequenzmaschine und Telephoniedrossel übertragene Vorlesung über Infusorien, von der nach Hebung einiger anfänglicher Störungen, die sich auf der Empfangsseite durch Schnarren und quietschende Obertöne bemerkbar machten, jedes einzelne Wort deutlich empfangen und nachstenographiert werden konnte.

---

1) Jahrbuch (Zeitschrift) für drahtlose Telegraphie und Telephonie **16**, 238, 1920; **17**, 159, 1921.

Die wenigen, hier angegebenen Resultate sollen natürlich kein Urteil über die drei verschiedenen Sendemethoden abgeben, sondern bloß orientierender Natur sein; immerhin war die Deutlichkeit der Übertragung von Musik und Sprache namentlich beim Röhrensender bemerkenswert gut.

Anschließend soll noch über einige Störungsquellen berichtet werden:

Recht schwach waren, der Jahreszeit entsprechend, die atmosphärischen Störungen, deren Verringerung übrigens durch geeignete Maßnahmen immer bewerkstelligt werden kann.

Anderer Natur sind die mehr oder minder großen Verzerrungen der Lautwiedergabe, die bereits bei der Aufnahmemembran beginnend. beim Durchlaufen der ganzen Apparatur bis zur Membran des empfangenden Fernhörers immer beträchtlicher werden, so daß die Erklärung der Verständlichkeit gesprochener Emissionen oft nur auf Grundlage der physiologischen und psychologischen Schulung des Beobachters im Ergänzen fehlender oder im Korrigieren verzerrter Eindrücke möglich ist. Ohne genaue Kenntnis der Schaltungen bei den drei verwendeten Sendemethoden, Röhren-, Lampen- und Maschinensender, ist es hier nicht möglich, die bereits an der Gebestelle hervorgerufenen Verzerrungen zu beurteilen. An der Empfangsstelle sind jedoch folgende unverkennbare Störungsursachen zu berücksichtigen:

a) die infolge der Detektorcharakteristik auftretenden Verzerrungen,

b) die durch die auswählende Wirkung des meist auf ein bestimmtes Tongebiet abgestimmten Verstärkers entstehenden Verzerrungen,

c) die durch die Eigenschwingungen der Membran des Fernhörers eingeführten Verzerrungen.

a) Schon geringe Unterschiede in der Einstellung des Kristalldetektors veränderten die Klangfarbe der empfangenen Musik und Sprache unverkennbar[1]) und erwiesen sich auch nicht ohne Einfluß auf die Verständlichkeit der gesprochenen Worte.

b) Manche Niederfrequenzverstärker sind für ganz bestimmte Tonfrequenzen (z. B. die Umgebung von 1000) gebaut[2]) und eignen sich

1) Vgl. hierzu: A. S. Blatterman, The Effect of Modulation Wave shape upon received signals. The Radio Review II, 144, & 187, 1921.

2) M. Pirani, Über die Beurteilung der Leistungsfähigkeit von Empfangsverstärkern. Jahrbuch (Zeitschrift) für drahtlose Telegraphie und Telephonie **16**, 6, 1920.

somit nicht für die gleichmäßige Verstärkung über einen so großen Tonbereich wie er von der Telephonie gefordert wird. Die hier beschriebenen Versuche zeigten aber deutlich, daß der auswählende Einfluß des Verstärkers stark gegenüber demjenigen der empfangenden Telephonmembran zurücktrat.

c) In erster Linie sind es somit ausgeprägte Eigenfrequenzen der Membran des empfangenden Fernhörers, welche eine Bevorzugung gewisser Töne aus dem aufzunehmenden Tongemische und dadurch eine namhafte Verzerrung mit sich bringen.

Da die meisten für radiotelegraphische Zwecke gebauten Telephone große Empfindlichkeit in der Gegend von 1000 Schwingungen pro Sekunde besitzen und auf Töne anderer Frequenzen mit merklich geringerer Amplitude ansprechen, so resultiert daraus die starke Einseitigkeit in der Wiedergabe von Sprache und Musik, welche von verschiedenen Empfangsstellen gemeldet wurde.[1] Die in Basel zur Verfügung stehenden Telephone zeigten, verglichen mit einem abstimmbaren Seibtschen Monotelephon, folgende Eigenfrequenzen:

Doppelkopftelephon von Brandes New York .	1080 Schw/Sek.
Einfacher Fernhörer mit verstellbarem Magnetsystem Ducretet Paris	1150 „
Einfacher Fernhörer Telefunken Modell EH. 105	1150 u. 980 „
Einfacher Fernhörer Modell TTG	1350—1000 „ (je nach Einstellung).

Bemerkenswert sind die beiden ausgeprägten Resonanzzahlen der Fernhörermembran beim Telefunken Modell EH 105. Ganz auffallend wurde die Empfangsverzerrung naturgemäß bei Verwendung des Seibtschen Monotelephons ein Versuch, der deutlich zeigte, daß die Hauptursache der Verzerrung beim Aufnehmen von Telephonie im Fernhörer zu suchen ist und daß für radiotelephonische Übertragung besondere Fernhörer mit möglichst stark gedämpften Membraneigenschwingungen gebaut werden müssen, wenn sich die Herstellung von Telephonen ohne Eigenschwingung des beweglichen Systems als unmöglich erweisen sollte.

Besondere Aufmerksamkeit verlangt schließlich der störende Einfluß anderer Stationen. Da der Zwischenkreis des verwendeten Empfängers nur bis 2200 m abstimmbar ist, mußte Primärempfang benutzt werden, wobei natürlich ein gewisser Wellenbereich gedämpfter und ungedämpfter Stationen mit gehört wurde. Die Telephonie von Königswusterhausen wurde meist durch zwei gleichzeitig sendende unge-

1) Jahrbuch (Zeitschrift) für drahtlose Telegraphie und Telephonie 17, 159, 1921.

dämpfte Stationen von nahezu derselben Wellenlänge, die Telephonie von Nauen mit $\lambda = 4700$ m durch Coltano mit $\lambda = 4450$ m gestört.

Durch den Umstand, daß der Telephoniesender infolge seiner eigenen Welle im Empfänger eine Überlagererwirkung ausübt, holt er sich außerdem noch Störungen heraus, die ohne diesen Effekt unhörbar geblieben wären. Die durch diese Überlagerung stark gesteigerte Empfindlichkeit des Empfängers [1]) bewirkte z. B. bei Welle 3600 sogar noch eine Störung durch Poldhu (gedämpft) mit Welle 2800, während dieselbe Station bei Abstimmung des Empfängers auf 3600 m ohne Überlagerung nicht zu hören war. Ganz laut tönten infolge der gleichen Ursache die beiden oben erwähnten ungedämpften Stationen neben der Telephonie von Königswusterhausen mit, verschwanden aber sofort mit Schluß der Telephonieversuche.

Angeregt durch diese Beobachtung wurden einige Versuche mit Überlagerer am Empfänger angestellt. Am 21. und 22. März war beispielweise die Telephonie mit empfindlichem Detektor und Niederfrequenzverstärker nicht zu hören, kam aber sofort lautstark, obwohl zunächst unverständlich heraus, sowie der Überlagerer auf die Sendewelle (Schwebungsfrequenz = Null) eingestellt wurde. Es gelingt jedoch zuweilen durch Verstimmen des Empfangskreises wie des Überlagerers zu größeren Wellen z. B. von der Telephoniewelle 3600 m auf etwa 3700—3800 m einen verständlichen Empfang zu erzielen, wobei man allerdings den dabei dauernd unterhaltenen Schwebungston mit in Kauf nehmen muß. Auffallend ist ferner die charakteristische Änderung der Klangfarbe beim Sprechen. Bei gleichem Schwebungston entstehen spitze pfeifende Obertöne wenn die Überlagererwelle kürzer als die Sendewelle, dagegen eine verhältnismäßig klare Sprache bei gut hörbaren tiefen Tönen, wenn die Überlagererwelle länger als die Sendewelle gewählt wird.

Es wäre wünschenswert, wenn vielleicht nach der Durchführung von Laboratoriumsversuchen auf geringe Entfernungen, einmal mit großer Energie Telephonieversuche in der Weise unternommen würden, daß an der Sendestelle eine möglichst umfangreiche Reihe reiner musikalischer Töne von gleicher Schallstärke gegeben, durch die einzelnen Empfangsstellen aufgenommen und bezüglich ihrer Lautstärke und Klangfarbe aufgezeichnet würden. So ließe sich nicht unschwer ein Bild von der Wiedergabe der ganzen musikalischen Tonskala und von den verzerrenden Einflüssen bei der Übertragung gewinnen.

---

1) Vgl. hierzu: A. Meissner und E. Scheiffler, Über den Überlagerungsempfang. Zeitschrift für Fernmeldetechnik I, 17, 1920.

Drahtlose Telephonie mit dem Poulsengenerator.

(Mitteilung der C. Lorenz A.-G.)

Ein neues von der Firma C. Lorenz A.-G. am 23. 3. 1921 veranstaltetes drahtloses Osterkonzert lenkte die Aufmerksamkeit wiederum auf die drahtlose Telephonie für große Entfernungen mit dem Poulsensender.

Mit Rücksicht auf den vom Reichspostministerium beabsichtigten Rundfunkdienst zur Abgabe von Pressenachrichten wurden Ende 1919 von der C. Lorenz A.-G. zuerst auf ihrer Versuchstation in Eberswalde und dann auf der Hauptfunkstelle Königswusterhausen mit Genehmigung und Förderung des Reichspostministeriums Versuche mit drahtloser Telephonie mit eigenen Mitteln und unter Benutzung eines der Firma gehörenden neuen Poulsensenders aufgenommen.

Schon im Februar 1920 waren Entfernungen von 1700 km (Moskau) überbrückt. Allgemein wurde die Klarheit der Sprache und die Lautstärke — auch fremdsprachlicher Text wurde vorgelesen — bestätigt. Mitte 1920 waren die Versuche soweit vorgeschritten, daß das Funkbetriebsamt des Reichspostministeriums täglich versuchsweise einen telephonischen Rundfunk, enthaltend Zeitungstext und später Handelsnachrichten, an alle deutschen Funkempfangsstellen sprechen lassen konnte. Die Nachrichten wurden auf diesen Empfangsstellen niedergeschrieben und der Text mit dem aufgegebenen verglichen. Über die Ergebnisse dieser Versuche hat Telegraphendirektor, Diplom-Ingenieur W. Hahn in der E. T. Z. 1920 Seite 7—27 berichtet. Es zeigte sich, daß die Lautstärke und Klarheit der Übertragung auch bei den größten in Frage kommenden Entfernungen (600 km) vollkommen ausreichend war, um den Text lückenlos niederzuschreiben; damit war die praktische Verwendbarkeit des Systems bewiesen.

Während bei dem früher am 22. 12. 1920 abgehaltenen drahtlosen Weihnachtskonzert Geige und Harmonium zum Vortrag kamen, hatte man bei dem jetzt stattgefundenen Osterkonzert Künstler zum Vortrage geworben, welche Cello-, Gesangs- und Harmoniumstücke darbrachten. Wie gänzlich unparteiische Zuhörer aus Luxemburg und sogar aus England mitteilten, war bei allen Telephonieversuchen die Laut- und Sprachübertragung besser als bei anderen drahtlosen Telephoniesendern für große Entfernungen. So z. B. teilte ein Beobachter aus Luxemburg mit, daß die Telephonie mit dem Poulsensender von Königswusterhausen wesentlich klarer und deutlicher sei.

als diejenige der englischen Marconistation, Chelmsford trotz ungefähr gleicher Entfernung.

Der in Königswusterhausen verwendete Sender ist ein Generator der 4 KW.-Type der C. Lorenz A.-G. Im allgemeinen wurde mit einer Antennenstromstärke von etwa 30 Amp. und einer Welle von 3700 m gearbeitet.

Was die technischen Einzelheiten des Systems betrifft, so wird eine eingehende Mitteilung darüber vorbehalten. Es soll hier nur bemerkt werden, daß die ersten Versuche mit Telephonie mit Poulsensendern größerer Leistungen von der C. Lorenz A.-G. schon im Jahre 1913 begonnen wurden. Während bis dahin die Steuerung der Energie bei Poulsensendern durch parallel geschaltete Mikrophone direkt in der Antenne erfolgte, zeigte es sich, daß für größere Leistungen diese Methode nicht mehr verwendbar war, da die Anzahl der Mikrophone sehr groß und ihre volle gleichzeitige Besprechung nicht mehr möglich wurde. Es wurde deshalb im Auftrage der Firma von L. Pungs ein System ausgearbeitet, welches zur Übertragung der Sprachschwingungen auf die Antenne eine Spule mit Eisenkern benutzt. Der Eisenkern wurde durch die Mikrophonströme verschieden magnetisiert und dadurch eine Änderung der Selbstinduktion und Dämpfung im Antennenkreise im Takte der Sprachschwingungen erreicht. Das Prinzip der Anordnung ist mit dem wesentlich später (1916) beschriebenen magnetischen Verstärker von Alexanderson identisch (Jahrbuch Band **11**, Seite 337). Es kann noch darauf hingewiesen werden, daß die Anordnung schon damals nicht nur in Verbindung mit dem Poulsengenerator, sondern auch mit der Hochfrequenzmaschine von Goldschmidt verwendet wurde und in beiden Fällen gute Resultate ergab. Während des Krieges mußte die weitere Entwicklung des Systems zurückgestellt werden; sie wurde erst 1919 von F. Gerth wieder aufgenommen. Nachdem durch die Anregung des Reichspostministeriums die Frage der drahtlosen Telephonie besonders dringend geworden war, wurden, wie schon erwähnt, die Arbeiten Ende 1919 von Pungs und Gerth gemeinsam fortgesetzt und das System soweit verbessert, daß die eingangs beschriebenen Erfolge erreicht werden konnten.

Es ist besonders interessant, daß die anfangs aufgetretene Befürchtung, die Verwendung von Eisen zur Steuerung könnte eine Verzerrung der Sprache verursachen, sich in keiner Weise bestätigt hat; im Gegenteil, es gelang, das System so auszubilden, daß sogar die Zischlaute der Sprache, welche bei der Übertragung besonders emp-

findlich sind, sehr gut wiedergegeben werden. Auch die in der Literatur manchmal vertretene Ansicht, daß das Poulsensystem für Telephonie mit größeren Leistungen ungeeignet sei, wurde durch die Tatsachen widerlegt. Es hat sich vielmehr gezeigt, daß gerade das Poulsensystem zu besonders einfachen und betriebsicheren Anordnungen führt, die Bedienung sehr einfach und die Einstellung der günstigsten Verhältnisse ohne Schwierigkeiten zu erreichen ist. Die Anlage ist jetzt in Königswusterhausen mehr als 1 Jahr in dauerndem Betriebe, ohne daß sich irgendwelche Anstände ergeben hätten. Das Telephoniesystem ist auch in Verbindung mit Hochfrequenzmaschinen und Röhrensendern gleich gut brauchbar. Tatsächlich wird neuerdings in Königswusterhausen die Anordnung zum Steuern der dort aufgestellten Hochfrequenzmaschine der C. Lorenz A.-G. (System Schmidt) mit Erfolg verwendet.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Drehkondensatoren.

Die C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin-Tempelhof hat sich durch D. R. P. 331853 einen Drehkondensator schützen lassen, der in Fig. 1 in einem Schnitt und in Fig. 2 in einer Draufsicht an einem Ausführungsbeispiel dargestellt ist. In dem aus beispielsweise halbkreisförmigen Platten bestehenden festen Plattensatz *a* befindet sich in der gezeichneten Stellung der bewegliche, an der Achse *c* befestigte, gleichfalls aus halbkreisförmigen Platten bestehende Plattensatz *d*. Ersterer ist an die halbkreisförmige Ringbahn *g* angeschlossen, auf welcher eine auf der Achse isoliert (Isolierstück *e*) befestigte Feder *f* schleift. Diese Feder liegt anderseits auf der ringförmigen Kontaktbahn *h* auf, die die Stromzuleitung bildet. Die Stromableitung erfolgt über die Achse *c*. Außerdem ist ein zweites feststehendes Plattensystem *b* vorgesehen, das an die halbringförmige Kontaktbahn *i* angeschlossen ist. Der Kondensator hat in der gezeichneten Stellung (Fig. 2) Höchstkapazität. Werden die beweglichen Platten in der Pfeilrichtung weitergedreht, so fällt der Kapazitätswert auf den Mindestwert und steigt allmählich wieder beim Weiterdrehen auf den Höchstwert an, da nunmehr der Plattensatz *b* eingeschaltet ist.

Das D. R. P. 330 344 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin betrifft eine Schaltungsweise für Drehkondensatoren.

In dieser Patentschrift wird davon ausgegangen, daß bei der Verwendung von Drehkondensatoren für Audionempfänger mit Rückkopplung

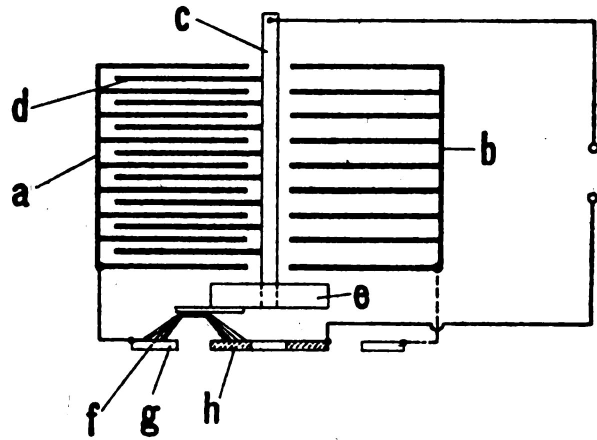


Fig. 1.

der Übelstand besteht, daß bei der Bedienung, besonders bei Empfang ungedämpfter Schwingungen, eine starke Berührungsempfindlichkeit

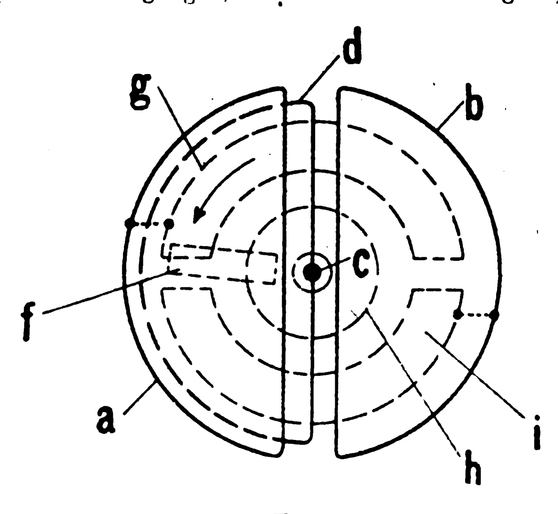


Fig. 2.

vorhanden ist. Dieser Übelstand soll nun hier dadurch beseitigt werden, daß die drehbaren Platten an dem nicht kapazitätsempfindlichen

Pol, z. B. Erde- oder Batteriepol, der Empfangskreise angeschlossen sind, während die im Apparat eingebauten festen Platten an dem empfindlichen Gitterpol liegen.

Anrufanordnungen.

Die Empfangsanordnung für elektrische Signale, z. B. Anrufsignale gemäß dem D. R. P. 331 496 der Siemens & Halske Akt.-Ges. in Siemensstadt bei Berlin bezieht sich auf solche Anrufanordnungen, bei denen die durch Vorschaltung eines hohen Widerstandes bedingte langsame Veränderung der Ladung eines Kondensators zur Verzögerung des Ansprechens der Anrufvorrichtung ausgenutzt wird; sie bietet die Möglichkeit, statt eines mechanischen Relais und eines Widerstandes ein Glühkathodenrelais zu benutzen. Fig. 3 zeigt eine solche Anruf-

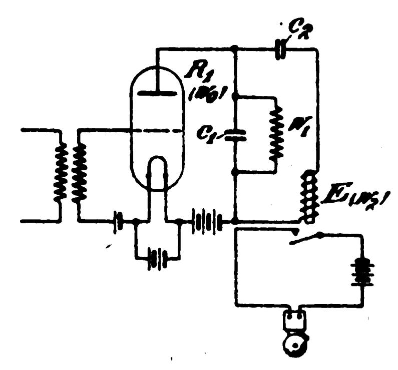


Fig. 3.

schaltung. Das Glühkathodenrelais R_1 kann so eingestellt sein, daß im Ruhezustande kein oder nur ein sehr schwacher Strom im Anodenkreis fließt, in welchem der Kondensator C_1 eventuell noch durch den Widerstand W_1 überbrückt ist. Kurze Stromimpulse großer Amplitude gehen durch den Kondensator, ohne daß der Elektromagnet $E\,(W_2)$ betätigt wird. Die schwachen Dauerstörungen werden durch C_1 geschwächt und fließen dann durch W_2 ab, bringen aber den Elektromagneten $E\,(W_2)$ nicht zum Ansprechen. Nur Stromimpulse genügender Dauer und Amplitude können ein Ansprechen des Elektromagneten $E\,(W_2)$ herbeiführen.

Dieses Schaltungsprinzip wird nun dazu benutzt, um eine Einrichtung zu schaffen, bei der das Ansprechen des Elektromagneten $E\,(W_2)$ durch Dauerstörungen genügender Amplitude vermieden ist.

Um dieses zu erreichen, wird das Ansprechen nicht nur von der Dauer und der Amplitude, sondern auch vom Charakter (Schärfe des Aufstieges und Abfalls) der Impulse abhängig gemacht. Zu diesem Zweck wird gemäß der Erfindung in den zum Kondensator C_1 mit Bezug zum Rohr R_1 parallelen Stromkreis ein Kondensator C_2 gelegt. Der Ohmsche Widerstand W_2 des Elektromagneten E ist dabei so bemessen, daß die Abklingzeit von W_2, C_2 etwas größer ist als die von W_0, C_1, W_1, wobei mit W_0 der Widerstand von R_1 bezeichnet ist. Es ist dies erforderlich, um überhaupt merkliche Spannungsänderungen an W_2 hervorzurufen.

Die Wirkungsweise einer derartigen Anrufschaltung ist folgende: Kurze Störungen beliebiger Amplitude werden durch den Kondensator C_1 aufgenommen, schwache Dauerstörungen gehen durch C_1 geschwächt über den Widerstand W_1. Die geringe Potentialverschiebung am Kondensator C_2 genügt nicht, um genügend Strom zum Ansprechen in E (W_2) zu erzeugen. Konstante Dauerströme bzw. langsam schwankende oder langsam ansteigende oder abfallende Ströme betätigen gleichfalls den Elektromagneten E (W_2) nicht, solange die Abklingzeit des Systems W_1, C_1, W_0 kürzer ist als die Zeit des Ansteigens bzw. Abfallens des Stromes. Der Strom fließt dann durch W_1 ab, und es kann kein wesentliches Aufladen von C_2 stattfinden.

Das System wird daher nur ansprechen auf Stromimpulse, die genügende Amplitude, genügendes Zeitintegral, verhältnismäßig steiles Ansteigen oder Abfallen besitzen.

Wird nun in die Schaltung ein Glühkathodenrelais eingeführt, welches entweder nur die positiven oder negativen Signalimpulse verstärkt, während anders gerichtete Impulse unterdrückt werden, so kann dadurch eine weitere Abgrenzung der die Anrufvorrichtung zur Wirkung bringenden Stromimpulse herbeigeführt werden. Es wird dadurch möglich, den Anruf auf Stromimpulse zu beschränken, die entweder stark ansteigen oder stark abfallen, während sonstige Stromimpulse beliebiger Dauer und Amplitude keine Auslösung der Anrufvorrichtung bewirken.

Zur näheren Erläuterung einer derartigen Anrufvorrichtung diene das in Fig. 4 wiedergegebene Sahaltungsschema. Es ist hierbei angenommen, daß die ankommenden Signale Wechselstromsignale, z. B. von Hörfrequenz, sind, wie sie in drahtlosen Empfangsvorrichtungen gewöhnlich unter Vorschaltung eines Verstärkerkastens mit dem Telephon abgehört werden.

Die Anrufvorrichtung liegt mit den Punkten P, Q in Reihe mit

dem Telephon oder wird, solange die Vorrichtung auf „Wecken“ stehen soll, an Stelle des Telephons eingeschaltet. Ein ankommendes Wechselstromsignal wird im Vorübertrager V auf den Gitterkreis einer Glühkathodenröhre R_1 übertragen und erzeugt periodische Spannungsschwankungen zwischen Gitter G_1 und Kathode K_1 dieses Rohres. Das Ruhepotential b_1 am Gitter des Rohres wird so gewählt, daß die eine Halbwelle mehr verstärkt wird als die andere, indem es so eingestellt wird, daß es sich in der Nähe des Potentials befindet, welches

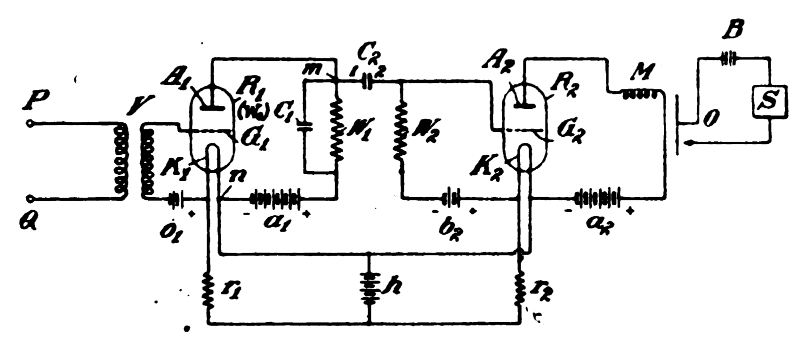


Fig. 4.

dem Null- oder dem Sättigungsstrom entspricht. Ein derartig geschaltetes Rohr wird als Richtverstärker bezeichnet. Der im Anodenkreis fließende Strom bewirkt nicht sofort die seiner Größe entsprechende Spannungsänderung an den Enden des Widerstandes W_1, sondern es fließt zunächst ein Ladestrom zu dem Kondensator C_1, so daß das Potential an den Enden von W_1 erst nach einiger Zeit, beispielsweise nach einer Sekunde, seinen Endwert erreicht. Es ist dann klar, daß wesentlich kürzer andauernde Signale oder Störungen, auch wenn sie momentan stärker sind als das Signal, lange nicht den Spannungseffekt an den Enden des Widerstandes W_1 hervorrufen werden, wie das länger andauernde Signal. In der Kombination C_1, W_1 werden die Schwankungen der Signalfrequenz ausgeglichen, und es entsteht ein gleichgerichteter bzw. ein schwach pulsierender Strom, welcher von der Anode A_1 über W_1 und C_1 sowie über die Batterie a_1 zur Kathode fließt.

Die weitere Übertragung des Effektes findet nun, wie aus der Figur ersichtlich, über den Kondensator C_2 auf das Gitter G_2 des Verstärkerrohres R statt, welches über den Widerstand W_2 und die Batterie b_2 mit der Kathode K_2 dieses Verstärkerrohres verbunden ist.

Da der innere Widerstand des gebräuchlichen Verstärkerrohres im Gitterkreise meist unendlich groß ist, kommt für die Aufladezeit der Belegung 2 des Kondensators C_2 nur der Widerstand W_2 in Betracht. Ist die Abklingzeit des Systems C_2, W_2 klein gegen die des Systems C_1, W_1 (einschließlich des Nebenschlusses W_0 über das Rohr R_1), so wird das Potential von C_2 nicht wesentlich verändert, da der frei werdende Strom genügend schnell über W_2 abfließen kann. Wählt man die Abklingzeit von W_2 jedoch so, daß sie nur unwesentlich von der des Systems C_1, W_1, W_0 abweicht, und zwar etwas größer als diese ist, so erzielt man den Vorteil, daß bei veränderlichen Störungen, die langsamer erfolgen, als die Abklingzeit des Systems W_2, C_2 beträgt, sowie bei allen dauernden Spannungsverlagerungen an den Enden von W_1 das Potential der Belegung 2 und damit des Gitters G_2 nicht wesentlich von dem Normalzustande verschieden ist. Nur Einwirkungen bestimmter Art, wie beispielsweise die Spannungsänderung an W_1 beim plötzlichen Einsetzen oder Aufhören eines Dauersignals, können das Potential am Gitter G_2 wesentlich beeinflussen. Im besonderen kann durch geeignete Wahl von b_2 die Einrichtung so getroffen werden, daß auch das Rohr R_2 nur auf Spannungsänderungen in einer Richtung reagiert. Es wird dann entweder nur der plötzliche Beginn oder das plötzliche Ende eines länger dauernden Signals die Vorrichtung zum Ansprechen bringen.

Durch die Änderung des Gitterpotentials G_2 wird in bekannter Weise der Anodenstrom des Rohres R_2 gesteuert. Dieser durchfließt das mechanische Relais M, welches den Ortsstromkreis O, bestehend aus einer Lokalbatterie B und einer Signalweckeinrichtung S, wie z. B. einer Klingel, schließt.

Helmut Kaulla in Stuttgart-Degerloch hat sich durch D. R. P. 334 869 eine Vorrichtung zum wahlweisen Anruf wellentelegraphischer oder wellentelephonischer Empfangsstationen schützen lassen, bei denen an der Sende- und Empfangsstation synchron laufende Kontaktapparate verwendet werden, also nach einem Kodex arbeiten. Kaulla verwendet nun als weiteres Merkmal außer Zahl und Abstand auch die verschiedene Länge und Dauer der einzelnen Stromimpulse unter ausdrücklicher Anlehnung an die Morsezeichenschrift. Hierbei ist auf der Empfangsstation eine Stromschlußscheibe angeordnet, die bei ihrer Bewegung eine Gruppe von Zeichen nach Art der Morseschrift hervorbringt, so daß auf der Empfangsstation der Anruf und die Entriegelung des Empfangsapparates nur dann herbeigeführt werden, wenn die von der Sendestation gegebene Gruppe von Zeichen nach Art der

Morseschrift synchron mit derselben Gruppe von Zeichen erfolgt, die von der Empfangsstation erzeugt werden. Zur Nutzbarmachung dieses Synchronismus sind in der Empfangsstation zwei Elektromagnete, von denen der erste vom Empfangskreis, der zweite von der Gebevorrichtung der eigenen Station erregt wird, angeordnet sind, wobei die beiden Elektromagnete nur dann auf einen zwischen ihnen befindlichen Anker keine Einwirkung ausüben, wenn sie synchron erregt werden. An Stelle zweier Elektromagnete kann nur einer mit doppelter Wicklung treten, wobei die eine Wicklung den ersten, die andere, in entgegengesetzter Richtung vom Strom durchflossene Wicklung, den zweiten Elektromagneten ersetzt.

Tastschaltungen und Tastverfahren, auch bei Hochfrequenzmaschinen.

Die Erfindung von Karl Schmidt in Berlin-Südende und der C. Lorenz Akt.-Ges. in Tempelhof nach D. R. P. 333 750 soll ermöglichen, beim Tasten von Hochfrequenzmaschinen (Gleichpoldynamomaschinen) unter Konstanthaltung der gesamten magnetischen Energie des Hauptflusses die Wechselstromleistung der Maschine durch Tasten einer Gleichstromerregerwicklung zu beeinflussen. Die Erfindung liegt darin, daß ein magnetischer Nebenschluß in der Maschine angeordnet wird, der mit Hilfe einer Sondererregerwicklung so beeinflußt wird, daß der Gesamtkraftfluß entweder durch diesen Nebenschluß oder durch den Rotor fließen kann. Der magnetische Nebenschluß wird durch eine besondere Erregerwicklung, die einen Kraftfluß erzeugt, der dem Hauptkraftfluß entgegengerichtet ist, gesteuert.

Die Fig. 5 gibt ein Ausführungsbeispiel der Erfindung. Dargestellt ist ein Schnitt durch eine Gleichpoldynamo. Es ist *a* das Statorjoch, an das sich die beiden Statorhälften s_1, s_2 reihen. *e* ist die Erregerwicklung, *r* der Rotor, der den Kraftfluß schließt. Der Stator besitzt, gleichmäßig verteilt, eine Anzahl größerer Löcher, durch die schmiedeeiserne Bolzen *b* gesteckt sind. Diese Bolzen tragen Spulen *m*, deren Wicklungen einen Kraftfluß erzeugen, der dem Hauptkraftfluß entgegengerichtet ist. Die punktierte Linie gibt den Verlauf der Kraftlinien. Wie ersichtlich, geht auch der Kraftfluß der Spule *m* durch den Rotor und verstärkt somit den Hauptkraftfluß der Maschine. Wird der Erregerstrom der Wicklung *m* abgeschaltet, so fließt der Hauptkraftfluß infolge des kleineren magnetischen Widerstandes durch den magnetischen Nebenschluß der Bolzen *b*, während

durch den Rotor nur noch ein geringer Kraftfluß fließen kann, der eine verschwindend kleine Wechselstromleistung erzeugt.

Die neue Maschine ermöglicht demnach die Steuerung der Wechselstromleistung durch Tasten einer Gleichstromerregerwicklung, wobei

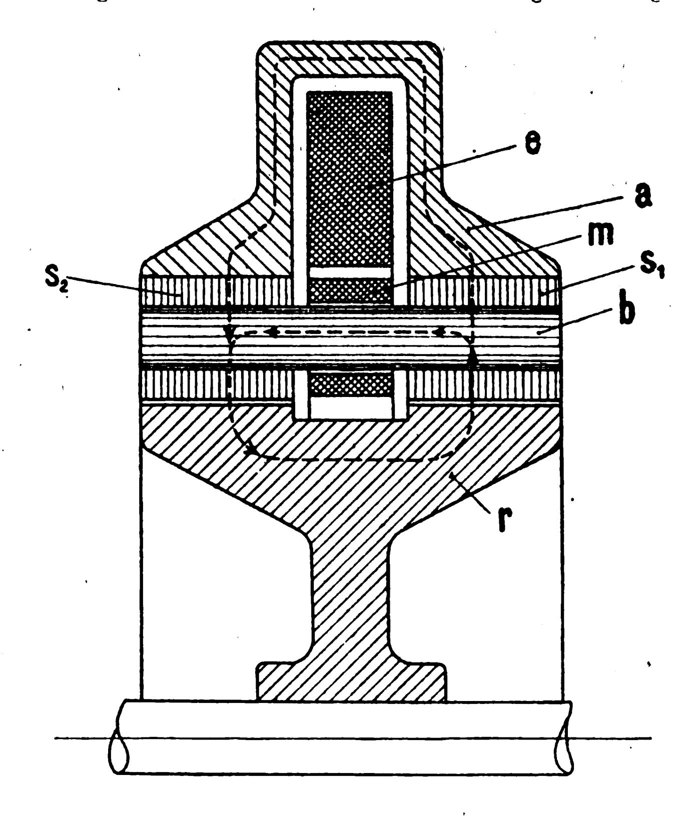


Fig. 5.

der gesamte magnetische Kraftfluß der Maschine erhalten bleibt, jedoch beim Tasten vom Hauptweg abgelenkt wird.

Das D. R. P. 334 674 der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin betrifft eine Einrichtung zur Konstanthaltung der Tourenzahl von Hochfrequenzmaschinen.

Es ist bekannt, die Drehzahlen von Hochfrequenzmaschinen, die durch Induktionsmotoren angetrieben werden, dadurch konstant zu halten, daß man in den Statorkreis des Induktionsmotors Drosselspulen

einschaltet, deren Sättigungsgrad durch Gleichstrom beeinflußt wird, wobei die Stärke des Gleichstromes in Abhängigkeit von der Drehzahl des Motorgeneratorsatzes gebracht wird. Sind die Leistungsschwankungen eines solchen Motorgenerators erheblich, so müssen auch die Abmessungen der Drosselspulen groß werden. Man kann nun erfindungsgemäß die Größe dieser Drosselspule dadurch vermindern, daß man in den Rotorkreis des Drehstrommotors einen Widerstand einfügt, der in Abhängigkeit von der Belastung verändert wird.

Das D. R. P. 333 999 der Siemens-Schuckertwerke G. m. b. H. in Siemensstadt bei Berlin betrifft eine Anordnung des Generatorstromkreises für Hochfrequenztelegraphie, die in Fig. 6 dargestellt ist.

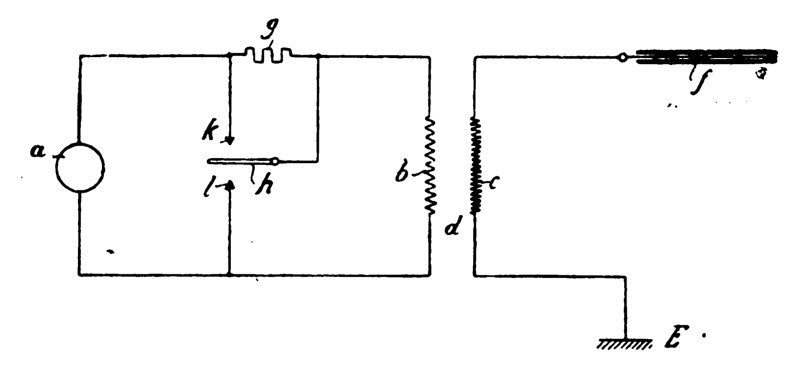


Fig. 6.

a bedeutet den Generator, der beim Telegraphieren auf die Primärwicklung *b* des Transformators *d* arbeitet. Die Sekundärwicklung *c* des Transformators liegt einerseits an Erde *E*, anderseits an dem Stromverbraucher *f*. Im Generatorstromkreis liegt der Widerstand *g* in Reihe mit der Primärwicklung *b* des Transformators. Um nun abwechselnd den Widerstand und die Primärwicklung des Transformators kurzzuschließen, kann man, wie diese in Fig. 6 veranschaulicht ist, einen einpoligen Umschalter *h* verwenden, an dessen Mittelklemme die aneinanderliegenden Enden von Widerstand und Transformatorwicklung angeschlossen sind, während die Gegenklemmen *k*, *l* an die freien Enden von Widerstand bzw. Transformator führen. Durch die Schaltung wird der Stromkreis des Generators niemals unterbrochen. Das Abschalten des Kabels *f*, das in der Oberspannungsseite des Transformators liegt, erfolgt immer nur durch Kurzschließen der Unterspannungsseite. Die Maschine wird somit durch den Schaltvorgang

niemals plötzlich voll belastet. Denn es können nur Belastungsstöße auftreten, die einem Bruchteil der Energie und der Spannung entsprechen. Der Umschalter, an dessen Stelle auch Relais treten können, braucht nur für den Vollaststrom bemessen zu werden, die Stromstöße bleiben unterhalb desselben. Die Spannung, die geschaltet werden muß, entspricht der Teilspannung, die bei Hintereinanderschaltung von Widerstand und Primärwicklung des Transformators entsteht, beträgt also nur etwa die Hälfte der Maschinenspannung. Der Umschalter bzw. die Relais, die abwechselnd Widerstand und Transformatorwicklung kurzschließen, werden zweckmäßig so ausgeführt bzw. verriegelt, daß Transformator und Widerstand nicht gleichzeitig kurzgeschlossen werden können. Der Generator ist dann immer nur normal belastet, er hat keinen Anlaß, seine Drehzahl zu ändern, sofern man den Widerstand g gleich dem äquivalenten Arbeitswiderstand von b macht.

K. P. 300 026. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 7. 3. 17.

1. Einrichtung zur Beeinflussung elektrischer Schwingungen für die Zwecke der drahtlosen Nachrichtenübermittlung, dadurch gekennzeichnet, daß die Beeinflussung durch die Hilfsmagnetisierung von Strom- oder Spannungstransformatoren erfolgt, die zur Übertragung der Senderenergie zwischen dem primären Energieerzeuger und der ausstrahlenden Antenne eingeschaltet sind.

2. Ausführungsform der Einrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die zur Beeinflussung der Energie dienenden Transformatoren unterteilt oder paarweise derart angeordnet sind, daß die primären und sekundären Wicklungen je zweier Teile in Serie geschaltet, die Hilfsmagnetisierungswicklungen gegeneinandergeschaltet sind, um die darin induzierten Hochfrequenzspannungen aufzuheben.

Das D. R. P. 331 611 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin betrifft ein Schnelltastrelais. Es besteht aus einem abwechselnd arbeitenden Relaissystem mit zwei in Serie liegenden Unterbrecherkontakten und zwar besteht das Wesen der Erfindung darin, daß entweder das feststehende oder das bewegliche Kontaktpaar um die Mitte seines Verbindungsstückes drehbar angeordnet ist. Hierdurch soll einer raschen Zerstörung der Kontakte infolge Flammenbildung vorgebeugt werden.

K. P. 298 406. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 7. 3. 17. Zusatz zum Zusatzpatent 285 278.[1])

1. Einrichtung zum Tasten drahtloser Signale nach Patent 285 278,

1) Siehe Jahrb. **10**, S. 195.

dadurch gekennzeichnet, daß die mit geschlossenem hilfsmagnetisierten Kern versehenen Selbstinduktionen in den zu verstimmenden oder abzustimmenden Kreisen als Starkstromtransformatoren mit Primär- und Sekundärwicklung ausgebildet sind, die so zwischen die Hochfrequenzmaschine und die ausstrahlende Antenne einerseits bzw. zwischen Maschine und Ballastkreis anderseits eingeschaltet werden, daß sie die volle Energie übertragen.

2. Ausführungsform nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß jeder Beeinflussungstransformator unterteilt bzw. doppelt derart ausgeführt ist, daß die Primär- und Sekundärwicklungen je zweier Teile hintereinandergeschaltet sind, die Gleichstromwicklungen dagegen gegeneinander, so daß sich die Hochfrequenzspannungen im Tastkreis aufheben.

Durch D. R. P. 333 297 hat sich die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin eine Senderschaltung schützen lassen, bei der parallel zum Hochfrequenzgenerator bzw. zu dem mit dem Hochfrequenzgenerator verbundenen Transformator ein auf die Oberschwingungen abgestimmter Kurzschlußkreis gelegt ist.

Senderschaltungen für drahtlose Telephonie und Tonsender.

Das D. R. P. 333 777 der Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin betrifft eine Schaltungsanordnung zum Tonsenden und zur Telephonie auf drahtlosem Wege. Das Wesen besteht darin, daß mittels besonderer in den Gitterkreis eingeschalteter Spulen oder Kondensatoren die Energie der Ton- oder Sprachschwingungen unter Vermeidung einer Rückkopplung zwischen Anoden- und Gitterkreis dem Gitter zugeführt wird.

Bei Verwendung von Kondensatoren zur Energiezuführung zum Gitter wird die Einschaltung der Mittel zur Zuführung der Energie in den Gitterkreis bzw. zum Gitter selbst unter Aufrechterhaltung einer leitenden Verbindung zwischen Gitter und Kathode bewirkt. Letztere Schaltung ist in Fig. 7 dargestellt. Die Ton- bzw. Sprachschwingungen werden hier dem Gitterkreis 10, 11, 12, 20 mittels des Transformators 18 zugeführt.

K. P. 304 308. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 16. 8. 17. Zusatz zu K. P. 298 484, siehe Jahrb. **17**, S. 58.

Einrichtung zur Schwingungserzeugung nach Patent 298 484, bei welcher eine von einer zweiten Kathodenröhre als Hilfserregerröhre gesteuerte Starkstromröhre als Sender für drahtlose Telegraphie be-

nutzt wird, dadurch gekennzeichnet, daß die Hilfserregerröhre als Überlagerer für den Interferenzempfang ungedämpfter Schwingungen auf der gleichen Station mitbenutzt wird, indem mittels einer Umschaltvorrichtung die Hilfserregerröhre sowohl mit der Starkstromröhre des Senders wie mit dem Empfänger verbunden werden kann.

Das D. R. P. 334 978 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin betrifft einen Tonsender für drahtlose Telegraphie; das Wesen besteht darin, daß zum wahlweisen kontinuierlichen und

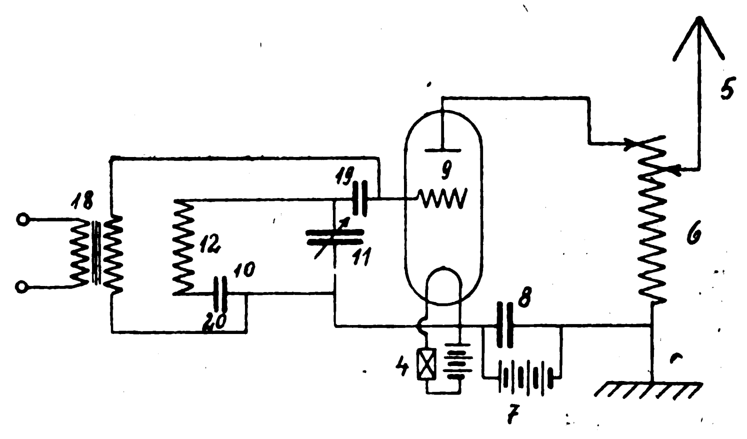


Fig. 7.

tönenden Senden mit einer Kathodenröhre eine Gleichstrommaschine mit hoher Lamellenzahl am Kollektor benutzt wird, welche beim Senden mit kontinuierlichen Schwingungen die Anodenspannung über einen Ausgleichskondensator liefert, während dieser Ausgleichskondensator beim Tonsenden abgeschaltet wird, so daß die Spannungsschwankungen des Kollektors den Ton hervorrufen können. Es empfiehlt sich dabei, diese Tonschwankungen auf das Gitter zur Einwirkung zu bringen, wodurch die Stärke des Tones verbessert wird.

Das D. R. P. 335 823 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin betrifft eine Schaltung für Röhrensender. Das Wesentliche besteht darin, daß die Gitterspannung einem Felde entnommen wird, das nur vom Antennenstrom gebildet wird, so daß das Feld der Anodenspule keinen unmittelbaren Einfluß auf die Gitterspannung hat. Fig. 8 zeigt diese Schaltung. Da die Gitterspannung dem Antennenfeld entnommen wird, ist sie in erster Annäherung völlig sinusförmig, was bei der Gitterspannung nie möglich ist, die aus dem

Anodenspulenfeld entzogen wird. Die Steuererregung nähert sich hierdurch sehr der idealen Fremderregung. Das Entstehen kleiner Wellen ist unmöglich, da die Anodenspule 4 und die Gitterspule 5 so angeordnet sind, daß sich ihre Felder gegenseitig nicht beeinflussen können. Die Gitterspannung und damit die Antennenenergie kann willkürlich in weiten Grenzen durch Änderung des Gittervariometers 5,9 verändert werden, ohne daß die Abstimmung der Antenne hierdurch völlig verändert wird und die Schwingung plötzlich abreißt. Dieser

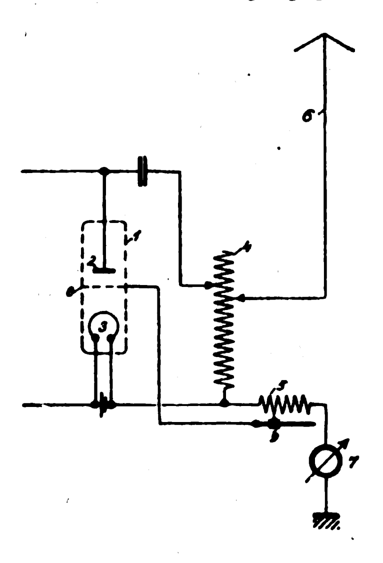


Fig. 8.

letzte Vorzug kommt insbesondere der Telephonie zustatten, bei der es sehr darauf ankommt, eine bestimmte kritische Gitterspannung genau einzustellen, ohne daß die Antennenabstimmung verändert wird.

Die Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und der Dipl.-Ing. Bruno Rosenbaum in Berlin haben sich durch D. R. P. 317 864 eine Einrichtung zum Aussenden elektrischer Schwingungen schützen lassen mit einer durch Fremdenergie gesteuerten Vakuumröhre. Erfindungsgemäß wird zur Steuerung der Hochvakuumröhre ein durch Summer erregter Wellenmesser benutzt, wobei die Tonhöhe durch Verstellung des Summertones geregelt werden kann. Dabei kann die Anordnung so getroffen sein, daß die aus Summer und Wellenmesser bestehende Vorrichtung nicht direkt die Hochvakuumröhre steuert, sondern unter

Zwischenschaltung einer oder mehrerer weiterer Vorrichtungen, die ihrerseits von dem durch Summer erregten Wellenmeeser gesteuert werden und die Fremdenergie für die Hochvakuumröhre bilden. Die Zwischenvorrichtung kann mit Vakuumröhre ausgerüstet und mit der an die Antenne angeschlossenen Hochvakuumröhre unter Anordnung der Elektrodensysteme in einem gemeinsamen Gefäß zu einer einzigen Röhre vereinigt sein, wobei für die Systeme die gleiche Elektrodenquelle benutzt werden kann. Zur Verminderung der Energieschwankungen bei Veränderung der Antennenkonstanten wird eine stark gedämpfte Antenne verwendet.

Ein weiteres Patent 333 571 der Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und des Dipl.-Ing. Bruno Rosenbaum in Berlin betrifft eine Einrichtung zur drahtlosen Telegraphie und Telephonie, die gekennzeichnet ist durch die Kombination einer Schwingungserzeugereinrichtung mit Vakuumröhren und einer zur Speisung der Röhren dienenden Hochfrequenzmaschine von einer solchen Periodenzahl, daß der ausgesandte Ton unhörbar ist. Bei dieser Anordnung wirkt der Wechselstrom als völlig gleichwertiger Ersatz für Gleichstrom. Es wird auf diese Weise möglich, die schweren Hochspannungsbatterien durch die leichteren Hochfrequenzmaschinen zu ersetzen, was z. B. bei Stationen auf Flugzeugen von großer Bedeutung ist. Die erforderlichen hohen Spannungen können in einfacher Weise mittels eines Transformators erzeugt werden. Auch ist die Erzeugung und Bedienung von Wechselstrom im allgemeinen leichter möglich, als von Gleichstrom. Es kann sowohl der Glühstromkreis, als auch der Anodenstromkreis mit Wechselstrom gespeist werden. Für den Glühstromkreis kommt man mit geringeren Wechselzahlen aus, indem z. B. bei einem Glühfaden mit hinreichend großer Wärmeträgheit schon 1000 Perioden genügen. Im Anodenstromkreis sind die Periodenzahlen zweckmäßig höher zu wählen, und zwar vorzugsweise in der Größenordnung von 10 bis 20 000. Durch entsprechende Erniedrigung der Periodenzahl hat man es in der Hand, Töne auszusenden, was für viele Zwecke von Bedeutung ist. Wenn beispielsweise eine ungedämpfte Station mit einer gewöhnlichen Erdstation verkehren will, welche über besondere Einrichtungen zum Empfang ungedämpfer Schwingungen nicht verfügt, so bewährt sich die Verwendung von Wechselstrom zur Heizung des Glühfadens oder zur Speisung des Anodenstromkreises als ein besonders einfaches Mittel. Zugleich hat man es dann in der Hand, durch bloße Steigerung der Periodenzahl den Ton zu verändern bzw. unhör-

bar zu machen, so daß man nach Belieben telegraphische oder telephonische Nachrichten übermitteln kann.

Dr. Hans Meurer in Hamm in Westfalen hat sich in D. R. P. 332 482 ein Verfahren schützen lassen zur Überlagerung elektrischer Schwingungen in Vakuumröhren mit zusätzlichen Schwingungen beliebiger Anzahl und Frequenz, welches sich dadurch kennzeichnet, daß der schwingende Röhrenstrom entweder rhythmische Abschwächungen oder rhythmische Verstärkungen erhält, je nachdem pulsierende Magnetfelder das elektrische Feld der Röhre in überwiegend transversaler oder überwiegend longitudinaler Orientierung durchdringen. Das Verfahren ist besonders geeignet für drahtlose Telegraphie, drahtlose Telephonie, Mehrfachtelephonie mit Hochfrequenzschwingungen u. dgl.

Empfangsanordnungen, insbesondere auch solche mit Überlagerung (Schwebungsempfang).

Das D. R. P. 333 898 der C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin-Tempelhof bezieht sich auf eine Empfangsschaltung für die Zwecke der drahtlosen Nachrichtenübermittelung, bei welcher den ankommenden Schwingungen Hochfrequenzschwingungen überlagert werden. Das Wesen der Anordnung besteht darin, daß sowohl Zellenempfang wie Überlagerungsempfang mittels Gasentladungsröhre wahlweise dadurch herbeigeführt wird, daß Zellenkreis und Röhrenkreis durch eine beiden gemeinsame Selbstinduktion mit der Antenne gekoppelt ist. Zwecks störungsfreien Empfangs sind Röhrenkreis und Zellenkreis mit einem besonderen Zwischenkreis gekoppelt, wobei die Kopplungsspule dem Röhrenkreis und dem Zellenkreis gemeinsam ist.

Zwecks Übergangs von Primärempfang auf Sekundärempfang werden sowohl der Zellenkreis wie der Röhrenkreis auf einen Zwischenkreis umgeschaltet. Endlich ist noch ein Wahlschalter vorgesehen, der wahlweise Zellenkreis oder Röhrenkreis einschaltet.

In Fig. 9 und 10 sind Ausführungsbeispiele derartiger Empfangsschaltungen dargestellt. Fig. 9 ist eine Schaltung für Primärempfang, bei welcher die Antennenspule b mit Abzweigungen (Schalter s_1) versehen ist, von deren Größe die Kopplung der Zelle z mit der Antenne abhängt. Letztere enthält in bekannter Weise einen Abstimmkondensator c. Die aus Anode a, Gitter g und Kathode k bestehende Röhre bildet mit der Hochspannungsbatterie e, dem Parallelkondensator d, dem Telephon t_1 und dem jeweils eingeschalteten Spulenbetrag b den Relaiskreis, so daß die Glühkathode k an einem wählbaren Teilbetrag der Antennenselbstinduktion b liegt. Mit f ist die Heizstromquelle be-

zeichnet. Gitter g und Anode a liegen an den beiden maximalen Spannungspunkten der Antennen-Selbstinduktion, die Zuleitung enthält einen aus Kapazität und Widerstand bestehenden Kreis h. Der Detektorkreis besteht aus der Zelle z, dem Telephon t_2 mit dem Blockkondensator und dem jeweils eingeschalteten Betrag der Antennenspule b.

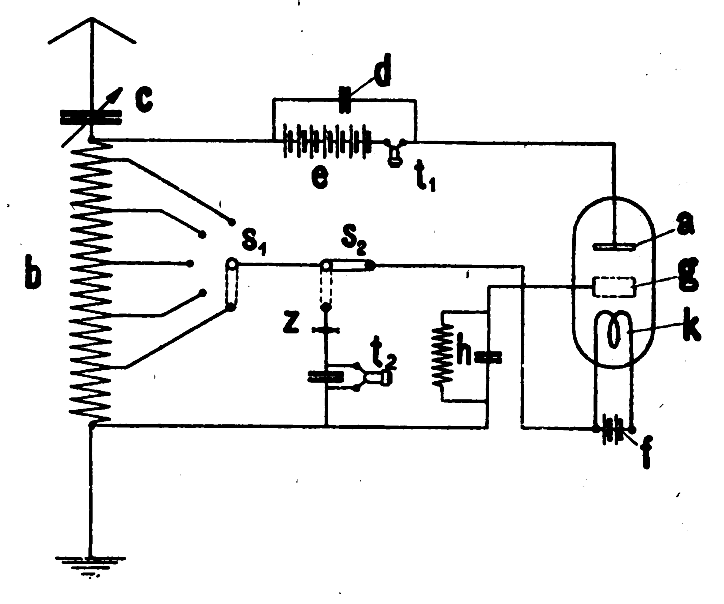


Fig. 9.

Die in Fig. 9 dargestellte Schaltungsanordnung ermöglicht die wahlweise Verwendung von Zellenempfang oder Überlagerungsempfang, wobei die gewünschte Empfangsart beispielsweise durch einen einfachen Schalter s_2 hergestellt wird, der erforderlichenfalls auch die Hochspannungsbatterie e und die Heizstromquelle f bei Detektorempfang abschaltet.

Die Benutzung von sowohl für Zellenempfang wie für Überlagerungsempfang gemeinsamen Teilen läßt sich auch in einer Schaltung durchführen, mit welcher absolute Störungsfreiheit erzielbar ist.

Eine derartige Schaltungsanordnung ist in Fig. 10 dargestellt, in welcher im übrigen die gleichen Bezugszeichen gelten. Sowohl Zellenkreis wie Röhrenkreis ist in Übereinstimmung mit der Anordnung nach Fig. 9 von einer gemeinsamen Selbstinduktion abgezweigt. Diese liegt jedoch nicht im Antennenkreis, sondern in einem (zweck-

mäßig abstimmbaren) Zwischenkreis, der aus Kondensator c_1 und der Kopplungsspule b_2 besteht. Die Abzweigung des Zellenkreises und des Relaiskreises erfolgt in gleicher Weise wie in der Anordnung nach Fig. 9.

Die in Fig. 10 dargestellte Anordnung läßt zwei Verwendungsmöglichkeiten zu. Wenn es sich lediglich darum handelt, störungs-

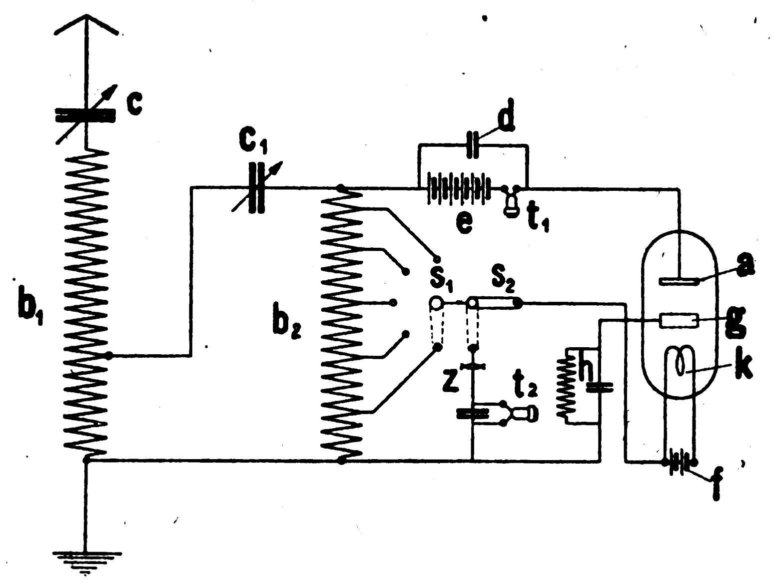


Fig. 10.

freien Empfang zu ermöglichen, so kann direkt die Anordnung nach Fig. 10 benutzt werden, so daß lediglich ein Umschalter s_2 wahlweise den Zellenkreis oder den Röhrenkreis an- bzw. abschaltet. Will man jedoch eine derartige Anordnung in Suchschaltung benutzen, so wird das Empfangsverfahren derart ausgeführt, daß zuerst in Primärschaltung (Fig. 9) gesucht wird, durch Abstimmung der Antenne auf die ankommende Welle alsdann eine Umschaltung des Gasrelais und der Zelle mit den zugehörigen Einzelteilen auf einen besonderen Kreis (Fig. 10) erfolgt, so daß alsdann in Sekundärschaltung die primär abgestimmte Welle störungsfrei aufgenommen werden kann.

Bücherbesprechungen.

Rein, Radiotelegraphisches Praktikum. Dritte, umgearbeitete und vermehrte Auflage von K. Wirtz. 557 Seiten mit 432 Figuren und 7 Tafeln. Verlag von Julius Springer, Berlin 1921. Preis geb. M. 120.—

Das Radiotelegraphische Praktikum von Rein, dessen beide früheren Auflagen bald nach ihrem Erscheinen vergriffen waren zeigt so recht die stürmische Entwicklung der Hochfrequenztechnik. Aus dem kleinen Büchlein der ersten Auflage ist nach wenigen Jahren ein stattlicher Band von 557 Seiten geworden Schon lange hatte man auf das Erscheinen der neuen Auflage gewartet. Die Neuauflage hatte sich länger hinausgezogen, da eine gänzliche Umarbeitung notwendig geworden war. Das Buch ist besonders in der Richtung ausgebaut, als die Erläuterungen über Aufbau, Wirkungsweise und Handhabung der Sende- und Empfangsanlagen ausführlicher gehalten worden sind. Auch wurden die wichtigeren Gleichungen abgeleitet und endlich sind viele Messungen durch Zahlenbeispiele erläutert. Dadurch gibt das Buch mehr als sein Titel verspricht. Es kann auch ohne ständige Zuhilfenahme eines Lehrbuchs von dem Studierenden benutzt werden und füllt somit vorübergehend auch die Lücke aus, die bis zum Neuerscheinen der Lehrbücher von Zenneck und Rein fühlbar vorhanden sind. Daß die Röhre in all ihren Anwendungsarten einen breiten Raum einnimmt, braucht nicht besonders gesagt zu werden. Dabei sind aber die anderen Methoden der Hochfrequenzerzeugung nicht vernachlässigt, allerdings mit Ausnahme der Hochfrequenzmaschinen, die zwar unter den Hilfsquellen kurz erwähnt sind, aber in dem Abschnitt über die Sender übergangen sind.

Einer späteren Auflage wird es vielleicht vorbehalten sein, auch über die praktischen Messungen an Anlagen für Hochfrequenzleitungstelephonie zu berichten.

Beim Studium des Buches erkennt man, daß die Hochfrequenztechnik ein Sondergebiet der Elektrotechnik darstellt, das mehr als jedes andere Sondergebiet eine Eigenart aufweist. Die Hochfrequenztechnik gehört in ihrem Aufbau und ihren theoretischen Grundlagen ebenso zur Starkstromtechnik, wie zur Schwachstromtechnik.

Dabei ist die wirtschaftliche Bedeutung der Hochfrequenztechnik eine ganz außerordentliche und eine viel größere, als sie von vielen zur Zeit in Deutschland angesehen wird.

Es ist zu bedauern, daß gerade zu einer Zeit, wo die Technische Fortentwicklung unserer Wissenschaft geradezu stürmisch vor sich geht, es infolge der sattsam bekannten Finanzlage es nicht möglich ist, im Gegensatz zu fast allen Kulturstaaten auch nur an einer einzigen Hochschule Preußens ein Spezialinstitut für diesen wichtigen Zweig der Technik zu errichten, zumal gerade die Funkentelegraphie mehr als andere Wissenschaften eine wichtige Aufgabe beim Wiederaufbau unserer Handelsbeziehungen zu lösen haben wird. Faßbender.

J. B. Pomey, Introduction à la théorie des courants téléphoniques et de la radiotélégraphique. 510 Seiten mit 100 Figuren. Verlag Gauthier-Villars et Cie. Paris, Quai des Grands-Augustins, 1920. Broschiert 25 Frank.

In der Behandlung des Stoffes geht der Verfasser zunächst von den Grundlagen aus, sowohl den mathematischen, wie den elektrischen. Es werden die Grundgesetze behandelt, soweit sie für den Stoff des Buches eine Bedeutung haben. Die Maxwellsche und die Lorentzsche Theorie werden gestreift. Periodische Ströme und gedämpfte Oszilationen werden allgemein behandelt, ebenso die oszillatorische Entladung eines Kondensators. Die Pupinschen Untersuchungen nehmen einen breiten Raum in der Behandlung ein. Endlich wird die Fortpflanzung der Ströme auf Leitungen und Kabeln behandelt. In dem zweiten Teil des Buches wird die Theorie der drahtlosen Telegraphie behandelt. Dabei geht der Verfasser von der Antenne aus, behandelt sodann Resonanz, Kopplung, Dämpfung, Kapazität und Induktivität. Bei den letzten beiden Begriffen spielt wiederum die Selbstinduktion und Kapazität von Telephonleitungen und Kabeln eine Hauptrolle. In einem Schlußkapitel ist die Strahlung eines Dipol behandelt. In einem Vorwort von Blondel sind die Arbeiten von Heaviside, Pupin und Breisig erwähnt.

Auf die Anwendung der Theorie auf die Hochfrequenzströme in Leitungen und Kabel ist kein Bezug genommen. Faßbender.

Bernard Leggett, Wireless Telegraphy with special Reference to the quenched-spark system. 485 Seiten mit 230 Figuren. Verlag Chapman and Hall, Ltd. 11 Henrietta Street, Covent Garden, London W. c 2. 1921. Preis 30 Sh.

Das Buch stellt das erste umfassende englische Werk unserer Spezialwissenschaft nach dem Kriege dar.

Das gedämpfte System nimmt in der Behandlung des Stoffs einen relativ breiten Raum ein. Mathematische Ableitungen sind in dem Buch gänzlich fortgelassen, dafür ist es reich mit Abbildungen versehen, auch solchen die nur noch ein historisches Interesse haben, dafür aber den Gang der technischen Entwicklung gut veranschaulichen. In der Darstellung, den Abbildungen, und in den jedem Abschnitt angefügten Literaturstellen nimmt die deutsche Arbeit an der Entwicklung der Hochfrequenztechnik einen breiten Raum ein. Auch den deutschen Anteil in der Entwicklung der Röhren als Sender würdigt der Autor eingehend. Dabei ist die auf Seite 403 Mitte vertretene Ansicht interessant, daß es kein Patent gäbe, das den freien Gebrauch der Röhren zur Erzeugung von Schwingungen sowohl für die Telegraphie, als auch für die Telephonie verhindere, so daß der Röhrensender nicht als Monopol einer Firma angesehen werden könne. Diese Ansicht wird bekanntlich nicht widerspruchslos anerkannt werden können.

Den modernsten Sproß der Hochfrequenztechnik, die Hochfrequenz-Leitungs-Telephonie berührt das Buch nicht, wie ja bekannt ist, daß England auf diesem Gebiet weniger als Deutschland und Amerika gearbeitet hat.
Faßbender.

Richard Bussien, Automobiltechnisches Handbuch. Verlag M. Krayn, Berlin 1921. 1194 Seiten und 972 Figuren. Preis gebunden M. 40.—

Dieses zum 10. Male erschienene Handbuch, das dem Kraftfahrzeug-Konstrukteur die Grundlagen für seine Konstruktionen bringen soll, ist wiederum vollständig durchgesehen, Altes wurde gestrichen und viel Neues gebracht. Speziell wurden die bis jetzt als entgültig veröffentlichten Normen, die für den Kraftfahrzeugbau in Frage kommen, aufgenommen. Faßbender.

Dr. Heinrich Wigge, Die neuere Entwicklung der Funkentelegraphie, ein Siegeszug der Vakuumröhre. 2. verbesserte und bedeutend vermehrte Auflage. Angewandte Ingenieurwissenschaft Heft Nr. 4. Verlag der Ingenieur-Zeitung, Cöthen-Anhalt 1921. 71 Seiten und 59 Figuren. Preis broschiert M. 8.—

Die schnelle Folge der zweiten Auflage zeigt, daß das Büchlein in der Tat eine Lücke in der Literatur ausfüllt. In der knappen und dabei doch leicht faßlichen Form behandelt es einen reichen Stoff und ermöglicht es so, auch dem Nicht-Spezialisten sich über dieses interessanteste Gebiet der modernen drahtlosen Telegraphie zu unterrichten. Faßbender.

Hanns Günther, Wellentelegraphie. Ein radiotechnisches Praktikum. 1.—10. Tausend. 112 Seiten mit 61 Abbildungen. 1921. Stuttgart, Frankhsche Verlagsbuchhandlung. Geh. M. 6.60, geb. M. 9.80

In diesem Büchlein ist das Thema volkstümlich behandelt. Wie das Vorwort berichtet, ist das Buch aus dem Wunsch des Verlags heraus entstanden, das Gebiet der Wellentelegraphie einem breiteren Leserkreis durch eine allgemein verständliche Darstellung, die auch die neueren Fortschritte umfassen sollte, zugänglich zu machen. Faßbender.

Literaturverzeichnis.

Abraham, H., Rev. Gén. de l'Él. 7, S. 642, Mai 1920. (Ref.) On Recent Progress in the Reception of Long Range Wireless Signals.

Alexanderson, E. F. W., Wireless Age 7, S. 23, Sept. 1920. Ref. Sc. Abstr. 23 B, S. 549, 1920. A Modulator for High Power Work.

Barfield, R. H., Rad. Rev. 2, 1, S. 4, 1921. Commercial Progress in Aircraft Wireless.

Barton, E. H. and **H. M. Browning,** Phil. Mag. 40, S. 611, Nov. 1920. Triple Pendulums with Mutual Interaction and the Analogous Electrical Circuits.

Bauch, R., Electro-Journal 1, S. 37, Jan. 1921. Das Auftreten dritter Harmonischer in Wechselstromapparaten.

Benischke, Gustav, E. u. M. 39, 5, S. 53, 1921. Interferenz-Schwebungen gleicher Art bei pendelnden Synchronmotoren und bei Glühkathodenröhren.

Benson, T. W., Wireless Age 7, S. 24, Mai 1920. A Spark Coil Panel Transmitter.

Blake, F. C., Journ. Amer. Inst. El. Eng. 40, 1, S. 23, 1921. On Electrostatic Transformers and Coupling Coefficients.

— Phys. Rev. (2) 15, S. 148, 1920. On the Effective Capacity and Resistance of a Condenser for High Frequency Currents.

— and **Charles Sheard,** ebenda S. 148. On the Dielectric Constant of Kerosene and Water for High Frequency Currents.

Braemer, F. V., Wireless Age 7, S. 26, Mai 1920. Multilayer Inductance for Long Wave Work.

Brooks, C. F. and **H. Lyman,** Monthly Weather Review 48, S. 379, Juli 1920. The Aurorae of March 22nd — 25th, 1920, and Associated Displays.

Bucher, E. E., Wireless Age 7, S. 11, Juli; S. 13, August 1920. „WII"-New Brunswick.

Butler, L. S., ebenda S. 32, Mai 1920. A Low Power Transmitter for Local Use.

Cabanne, Génie Civil 77, S. 473, 1920. The Lafayette Radiotelegraph Station.

Campbell Swinton, A. A., Rad. Rev. 2, 1, S. 37, 1921. Wireless Telegraphic Printing on the Creed Automatic System.

— Wireless World 8, S. 639, Dez. 1920. Engineer **130,** S. 503, Nov. 1920. Wireless Telegraphy and Telephony.

Chaulard, L., Ann. des Postes, Télégr. et Téléph. 9, S. 504, 1920. The Lafayette Wireless Station at Croix d'Hins.

Corret, P., T. S. F. Moderne 1, S. 275, 1920. Transmission Programmes.

Coster, D., Proc. Amsterdam 21, S. 1294, 1919. On the use of the audion in wireless Telegraphy.

Coursey, P. R., Wireless World 8, S. 341, 1920. Sparks and Spark Gaps.

Crawley, C. G., Discovery 1, S. 114, 1920. Wireless Waves.

Curtis, H. L., Phys. Rev. (2) 15, S. 528, 1920. An Integration Method of Deriving Alternating Current Resistance and Inductance of Conductors.

Davisson, C. and **H. A. Pidgeon,** ebenda S. 553. The Emission of Electrons from Oxide-Coated Filaments.

Eccles, W. H., Rad. Rev. 2, 1, S. 31, 1921. Inaugural Address to the Wireless Section of the Institution of Electrical Engineers.

Eckersley, T. L., ebenda 2, S. 60. The Effect of the Heaviside Layer on the Apparent Direction of Electromagnetic Waves.

Électricien 51, S. 496, 1920. A New Amplifying Relay.

Électricité 2, S. 6, Aug. 1920. Wireless in the French Colonies.

E. u. M. 39, 6, S. 73, 1921. (Ref. über J. Langmuir, Gen. El. Rev. 23, 6, 7, 1920.) Die Haupterscheinungen in Elektronenröhren mit Wolframkathoden.

El. Umschau 9, 3, S. 47, 1921. (Ref. über Max Dieckmann, Ztschr. f. Fernmeldetechnik 1, S. 223, 1920.) Drahtlostelegraphische Bildübertragung.

— ebenda 4, S. 78. Ztschr. f. Fernmeldetechn. 2, 2, S. 37, 1921. (Ref. über W. Rogowski, Arch. f. Elektrot. 9, S. 191, 1920.) Über Gleichstrommaschinen hoher Spannung zur Speisung von Funkenstationen. Ihre Belastung und Spannungsgefahr.

— ebenda S. 79. (Ref. über K. W. Wagner, Elektrot. Ztschr. 41, S. 581, 1920.) Über die Arbeitsweise und Beanspruchung von Gleichstrom-Hochspannungsmaschinen beim Betrieb von Funkensendern.

Elektrot. Ztschr. 41, 45, S. 898, 1920. Neuer Fortschritt der drahtlosen Telegraphie.

— ebenda 42, 6, S. 137, 1921. Eine Doppelanoden-Hochvakuumröhre als Gleichrichter und Röhrensender.

Engineer 130, S. 514, 1920. Powerful Wireless Station for Belgium.
— ebenda S. 541. A New Wireless Transmitting Station at Geneva.
Faljan, L., Wireless Age **7**, S. 11, Sept. 1920. Ref. Sc. Abstr. 23 B, S. 550, 1920. The New Radio Station at Lyons.
Fielder, L. R., ebenda S. 29, Mai 1920. A 60 Watt Low Power Transmitter.
Fisher, V. R., ebenda S. 26, März 1920. The Submarine Receiving Aerial.
Fitch, C. J., ebenda S. 29. The Vacuum Tube as a Frequency Multiplier.
Fleming, J. A., Rad. Rev. 2, 1, S. 38, 1921. A Four-Electrode Thermionic Detector for Damped or Undamped Electric Oscillations of High or Low Frequency.
Florisson, C., C. R. **171**, S. 106, 1920. Rev. Gén. de l'Él. 8, S. 175, 1920. Ref. Sc. Abstr. 23 A, S. 473, 1920. Elektrot. Ztschr. **41**, S. 1040, 1920. Rectification by Galena.
de Forest L., Wireless Age 7, S. 17, Juni 1920. An Oscillating Current Generator.
Fuller, L. F., ebenda S. 18. Ref. Sc. Abstr. 23 B, S. 398, 1920. Improvements in Arc Generators.
— ebenda S. 25, Sept. 1920. Method of Signalling with an Arc.
Gans, Richard, Ann. d. Phys. (4) **64**, S. 250, 1921. Die Permeabilität des Nickels für kurze Hertzsche Wellen und die Messungen von Arkadiew.
— und **Ramón G. Loyarte,** ebenda S. 209. Die Permeabilität des Nickels für schnelle elektrische Schwingungen.
Geiss, Wilhelm, ebenda S. 377. Grundschwingung und Oberschwingungen einlagiger Spulen.
van Glyck, M. W., Wireless Age 7, S. 27, Mai 1920. A Modern Receiving Set.
Goldsmith, A. N., ebenda S. 10, Juni 1920. Radiotelephony across Oceans and Continents.
— and **E. T. Dickey,** Telegr. and Teleph. Age 38, S. 560, 1920. Radio Taste Reception.
Grover, Frederick W., Phys. Rev. (2) **15**, S. 532, 1920. The Inductance of Coils Wound on Polygonal Forms.
Heising, R. A., ebenda **16**, S. 216, 1920. The Audion Oscillator.
Henderson, C. C., Wireless Age 7, S. 28, Febr. 1920. A Receiver-Transmitter.
Howe, G. W. O., Chemical News **121**, S. 63, 1920. The Generation of Large Powers at Radio Frequencies.
Hull, Lewis M., Phys. Rev. (2) **15**, S. 557, 1920. Operation of an Electron Tube as an Amplifying Rectifier.
Joye, Paul et **Marius Besson,** Bull. Schweiz. Elektrot. Ver. **12**, 2, S. 37, 1921. Note sur la capacité répartie des transformateurs ou des bobines d'induction.
Kirwan, W. H., Wireless Age 7, S. 38, März 1920. Some Recent Amateur Apparatus.
Kujirai, T., Journ. Coll. Eng. Tokyo **10**, S. 37, 1920. Ref. Journ. Eng. Inst. Canada 3, S. 194, 1920. Rad. Rev. 2, 2, S. 100, 1921. Researches on Frequency Transformers.

Latour, Marius, Rad. Rev. 2, 1, S. 15, 1921. (Ref.) The Heterodyne Method of Wireless Reception, its Advantages, and its Future.

Lentz, C. R., Wireless Age 7, S. 34, Sept. 1920. A Portable Mast.

Mac Kay, G. M., ebenda S. 22, Juni 1920. Ref. Sc. Abstr. 23 B, S. 548, 1920. An Improved Arc Generator.

Mauborgne, J. O., Journ. Frankl. Inst. **190**, S. 743, 1920. Resonance Wave Coils for Radio Transmission and Reception.

Mayer, E., Ztschr. f. techn. Phys 2, 2, S. 40; 3, S. 73; 4, S. 94, 1921. Zur Theorie der Lichtbogenschwingungen. (Fortsetzung und Schluß.)

Mayer, Josef und **Leo Högelsberger,** E. u. M. **39**, 1, S. 2, 1921. Großradiostation Deutsch-Altenburg.

Meyer, Edgar, Arch. sc. phys. et nat. (5) 2, S. 259, 1920. Influence de la vapeur d'eau sur les potentiels d'étincelle.

Newman, F. H., Beama Journal 7, S. 381, 1920. Thermionic Valve in Wireless Telegraphy.

Pflüger, A., Phys. Ztschr. 22, 3, S. 73, 1921. Eine Methode zur Messung kleiner Winkeländerungen.

Pidgeon, C. C., Wireless Age 7, S. 28, Juni 1920. Indoor Antenna.

Produccion 11, April 1920. Wireless Telegraphy in Submarines.

Pyle, H. S., Wireless Age 7, S. 18, Mai 1920. An Oriental Radio Set.

Radio Nieuws 3, S. 219, 1920. Which System for Long-distance Communication?

Rad. Rev. 2, 1, S. 2, 1921. Wireless Service between England and Geneva.

— ebenda S. 3. The Creed Printer as a Wireless Recorder.

— ebenda 2, S. 66. The Easthampton Radio Station.

— ebenda S. 85. The Lafayette Radio Station.

— ebenda S. 94. The Physical Society 's Exhibition.

Remy, W. A., Wireless Age 7, S. 30, Mai 1920. The Design and Construction of a Low Power Transmitter for Local Use.

Research Staff of the General Electric Company, London, Phil. Mag. **40**, S. 585, 1920. Ref. Rad. Rev. 2, 2, S. 101, 1921. The Disappearance of Gas in the Electric Discharge.

Roos, O. C., Wireless Age 7, S. 22, Juli; S. 23, Aug.; S. 12, Oct.; S. 14, Nov.; S. 16, Dez. 1920. Universal Honeycomb and Lattice Coils in General.

Roscher, M., Elektrot. Ztschr. **42**, 6, S. 125, 1921. Internationaler Nachrichtenverkehr.

Roscher, R., Rad. Rev. 2, 2, S. 68, 1921. Nauen and Togoland: A Tragedy of Radio-Telegraphic Development.

Sarrart, F., Houille Blanche **19**, S. 101, 1920. Advantages and Disadvantages of Various Systems of Transforming High Tension Alternating Current.

Sc. Amer. 123, S. 207, 1920. Marconi's Wireless Telephone.

— ebenda S. 217. Wireless Age 7, S. 9, Juni 1920. American Radio Stations.

Scott-Taggart, J., Wireless Age 7, S. 23, Juni 1920. Ref. Sc. Abstr. 23 B, S. 494, 1920. A Vacuum Tube Trigger Relay.

Sea, Land and Air 3, S. 466, 1920. Long-distance Speech by Wireless.
Southworth, G. C., Rad. Rev. **2,** 1, S. 25, 1921. Electrical Measurements at Ultra Radio Frequencies.
Spooner, Thos., Journ. Amer. Inst. El. Eng. **39,** S. 809, 1920. Ref. Elektrot. Ztschr. **42,** 8, S. 182, 1921. Eisenverluste bei Hochfrequenzschwingungen.
T. S. F. Moderne 1, S. 258, 1920. The New Meteorological Service from the Eiffel Tower.
Terry, Earle M. and C. M. Jansky jr., Phys. Rev. (2) **15,** S. 142, 1920. The Construction of Three-Element Power Electron Tubes.
Thompson, R. E., Wireless Age **7,** S. 20, April 1920. Uni-control Receiver without a Coupled Tuned Circuit.
Usabiaga, J., Produccion **11,** S. 149, 1920. Wireless Telephony.
Vallauri, G., Rad. Rev. **2,** 2, S. 77, 1921. Measurement of Radiation of Radiotelegraphic Aerials.
Villers, R., Nature, La, **48,** S. 292, 1920. Wireless Transmission of Energy.
Vreeland, F. K., Wireless Age **7,** S. 26, Sept. 1920. Ref. Sc. Abstr. **23 B,** S. 549, 1920. Improved Oscillator.
White, E. A., ebenda S. 22, Febr. 1920. An unusually simple Circuit for Long Waves.
Wilson, L. T., ebenda S. 18, April 1920. A Coil Aerial.
Wireless Age 7, S. 23, Jan. 1920. Ref. Sc. Abstr. **23 B,** S. 276, 1920. Antenna Construction.
— ebenda S. 7, März 1920. America and France Linked by Wireless Telephony.
— ebenda S. 10. Commercial Radio across Atlantic and Pacific.
— ebenda S. 20. Testing Marconi V. T.'s.
Zickendraht, H., Arch. sc. phys. et nat. (5) **2,** S. 416, 1920. Le transmetteur radiotélégraphique de l'Université de Bâle.

Die neue radiotelegraphische Großanlage bei Paris. Nach The Radio Review **2,** 3, S. 125, 1921.

Um der Überlastung der französischen Kabellinien abzuhelfen, wird in der Nähe von Paris eine neue radiotelegraphische Sende- und Empfangsanlage von gewaltigen Dimensionen errichtet. Ihre Fertigstellung soll Frankreich die unbestrittene Überlegenheit auf dem Gebiete des drahtlosen Verkehrs sichern. Der Grundstein ist bereits im Januar dieses Jahres im Beisein namhafter Persönlichkeiten durch den Unterstaatssekretär für die französische Post- und Telegraphenverwaltung, Deschamps, gelegt worden. Konstruktion und Bau der Anlage liegt in den Händen der Compagnie Générale de Télégraphie sans fil. Der gesamte Komplex wird folgende Teile umfassen:

eine Sendestation für Überseeverkehr von 200—1500 KW. Antennenleistung,

eine Sendestation für europäischen Verkehr von 1—100 KW. Antennenleistung,

eine, später zwei Empfangsstationen,

ein Zentralbüro zur Leitung des gesamten Betriebes.

Für die beiden Sendestationen ist ein Gebäude etwa 50 km südöstlich von Paris in der Nähe des Schlosses Sainte-Assise gewählt worden, dessen Räumlichkeiten gleichzeitig für Stationszwecke nutzbar gemacht werden. Das Gelände liegt in einem Bogen der Seine, ist nahezu eben und besitzt in geringer Tiefe Grundwasser, so daß eine gute Erdung ohne Schwierigkeit herstellbar ist.

Die Antenne besteht aus zwei in diametral entgegengesetzter Richtung angeordneten, symmetrischen Hälften, die von je 8 Masten von 250 m Höhe getragen werden. Beide Hälften können entweder getrennt, auch zu gleichzeitigem Verkehr, benutzt, oder zu einem einzigen Luftleitergebilde zusammengeschaltet werden. Letzteres überspannt sodann einen Flächenraum von über 0,9 km^2. In die überspannte Bodenfläche werden zur Herstellung einer guten Erdverbindung 800 m^2 Kupferblech und überdies 80000 m Kupferdraht vergraben.

Die Station besitzt 3 Hochfrequenzmaschinen von je 500 KW. Antennenleistung, die durch entsprechende Gleichstrommotoren angetrieben werden. Diese werden für gewöhnlich von einem Kraftnetz gespeist; als Reserve sind 3 Dieselmotoren von je 1800 PS. vorgesehen. Die Hochfrequenzgeneratoren können entweder einzeln auf je eine Antennenhälfte arbeiten, oder auch zu zweien oder dreien auf die gesamte Antenne geschaltet werden, so daß man die maximale Leistung erhält. Es ist Schnellverkehr von über 100 Worten pro Minute mit Nord-, Mittel- und Südamerika sowie mit Asien und Südafrika geplant. Bei gleichzeitigem Arbeiten beider Antennenhälften können pro Stunde über 12000 Worte gesandt werden.

Das Stationsgebäude ist in 3 Teile gegliedert; einer für die Hochfrequenzmaschinen nebst Zubehör, einer für die Kraftmaschinen, Werkstätten und Lagerräume, der dritte für die Stationsbüros.

In unmittelbarer Nähe der Überseestation wird die Station für den europäischen Verkehr erbaut, die für einen Aktionsradius von etwa 3000 km gedacht ist. Sie umfaßt zwei vollständige Sendeeinheiten mit je 2 Hochfrequenzmaschinen von je 25 KW. Antennenleistung. Diese können ebenfalls getrennt, auch gleichzeitig, und gemeinsam auf die Antenne arbeiten. Es ist eine vierfach unterteilte Doppelkegelantenne, die von einem 250 m-Mast und 36 Hilfsmasten getragen wird. Die Erdung besteht aus 200 m^2 Kupferblech und etwa 20000 m Draht. Als Kraftreserve sind zwei Dieselmaschinen von je 160 PS. vorgesehen.

Als Stationsplätze für die Empfangsanlagen kommen in Frage Villecresnes, Essonnes und Valenton, alle drei im Südosten von Paris in Entfernungen von 18—30 km gelegen.

Die zunächst geplante Empfangsanlage soll drei Stationen für den Verkehr mit Nordamerika, Südamerika und Asien umfassen, ferner zwei Stationen für innereuropäischen Verkehr und eine Übungsanlage. Jede Station erhält zwei Empfänger mit Rahmenantenne, Hoch- und Niederfrequenzverstärker, Überlagerer, sowie die übrigen Hilfsmittel moderner Empfangstechnik; ferner Apparate für photographische oder phonographische Empfangsaufzeichnung bei schnelltelegraphischem Betrieb. Jede Empfangsanlage besteht aus 6—8 einstöckigen Gebäuden, in welchen die Antennen und Empfangsapparate untergebracht sind, und einem Hauptgebäude, in dem die aufgenommenen Telegramme gesammelt und der telegraphischen Weiterleitung zugeführt werden.

Sende- und Empfangseinrichtungen sind durch Mehrfachtelegraphenleitungen mit dem Zentralbüro verbunden, welches im Verkehrsbrennpunkt von Paris liegt und an das staatliche Post- und Telegraphennetz angeschlossen ist. Von hier aus wird der gesamte Betrieb geleitet und überwacht. Die Anlage wird in der Lage sein, schätzungsweise 2 Millionen Worte pro Tag (24 Stunden) zu übermitteln.

Für die Zeit bis zur Vollendung des Baues richtet die Compagnie Générale provisorische Verbindungen ein, soweit ein dringendes Bedürfnis dafür vorliegt. Die erste dieser Verbindungen zwischen Paris und London ist im Januar in Betrieb genommen worden. Die Londoner Station bei Chelmsford wird von der Marconi Wireless Telegraph Co., die Pariser Sendestation in Levallois von der Société Française Radioélectrique betrieben. Die französische Empfangstation befindet sich in Paris selbst in einem vorläufigen Zentralbüro. Auch hier ist man bereits zum Schnelltelegraphenbetrieb übergegangen. Die Telegramme werden phonographisch aufgezeichnet. Die erhaltenen Aufnahmen reproduziert man mit geringerer Geschwindigkeit, so daß sie akustisch aufnehmbar werden. Zickner.

Kurze Mitteilungen.

(Beiträge aus dem Leserkreis erbeten.)

Die Zeitschrift Every-day Engineering weiß zu berichten, daß nach offiziellen Angaben der Regierung die Zahl der Hochfrequenz-Amateure, die im Besitze von Sende- und Empfangsstationen sind, auf etwa 200 000 geschätzt werden kann, wovon allein auf New-York und Umgebung 20 000 Radiostationen entfallen. Nach Telefunken-Zeitschrift.

Jahrbuch

Zeitschrift für

drahtlose Telegraphie und Telephonie

sowie für das Gesamtgebiet der Hochfrequenztechnik

Band 17. Juni 1921. Heft 6.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: *Prof. Dr. H. Faßbender, **Berlin-Lichterfelde, Enzianstrasse Nr. 1,*** zu senden. **Manuskripte können jetzt wieder innerhalb kurzer Zeit zum Abdruck gelangen.** Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Abonnements und Inserate sind an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39* zu richten.

Das Verhältnis zwischen den atmosphärischen Störungen und der Wellenlänge bei drahtlosem Empfang.

Von **Louis W. Austin.**

Die Tatsache, daß die atmosphärischen Störungen, die von den Amerikanern gewöhnlich mit „static“ (statische Störungen) oder mit „strays“ (Streuwellen, vagabundierende Wellen) bezeichnet werden, mit der Wellenlänge, auf welche das Empfangssystem abgestimmt ist, zunehmen, ist qualitativ bereits seit einer Reihe von Jahren bekannt. Zweck der folgenden Untersuchungen ist es, bis zu einem gewissen Grade eine quantitative Vorstellung über diese Beziehungen zu gewinnen.

Wenn wir von den knackenden und zischenden Störungen infolge von Blitzschlägen absehen, die in den meisten Fällen nur geringe Verkehrsstörungen hervorrufen, haben wir uns im allgemeinen nur mit den rollenden und kratzenden statischen Störungen zu befassen, die voraussichtlich irgendwo in den oberen Teilen der Atmosphäre entstehen und die vielleicht hinsichtlich der Art ihrer Ausbreitung mit den drahtlosen Signalen verglichen werden können, die von einem Flugzeug ausgesendet werden. Ohne Rücksicht auf die räumliche Lage des ausstrahlenden Senders verbreitet sich die Wellenfront in einer mehr oder weniger kugelförmigen Fläche. Wenn die Wellen die Erde erreichen, werden die Kraftlinien geerdet und wandern dann weiter über die Erdoberfläche hin, als würden sie von einer Antenne ausgestrahlt, die annähernd unterhalb des Ausgangspunktes der Störung angeordnet wäre. Beobachtungen, die an anderer Stelle beschrieben werden sollen, zeigen, daß die Wellenfront in 50 Fuß (15 Meter) Höhe über dem Erdboden annähernd senkrecht ist wie die einer entfernten Sendestation. Natürlich wird es auch Störungszentren geben, die nahezu senkrecht über dem Beobachter liegen, indessen bilden diese im allgemeinen nur einen unbedeutenden Teil der ganzen Störung. Man hat häufig angenommen, daß statische Störungen vollkommen aperiodisch seien und daß sie eine reine Stoßwirkung auf die Antenne ausüben. Dies erscheint aber etwas zweifelhaft, da keine der im Laboratorium künstlich erzeugten Störungen aperiodischer Art, selbst nicht die allerstärksten, jemals annähernd so schwierig auszugleichen waren wie die natürlichen Störungen. Es erscheint daher wahrscheinlicher, daß die

statischen Störungen aus einer großen Zahl verschiedener Störungen bestehen, die von verschiedenen Störungsquellen herkommen und sehr verschiedene Wellenlänge besitzen und so ein praktisch kontinuierliches Störungswellenspektrum erzeugen, so daß für jede Wellenlänge, auf die der Empfangsapparat abgestimmt ist, eine entsprechende statische Wellenlänge vorhanden ist.

Gemäß den Beobachtungen, die unabhängig voneinander an einer größeren Zahl von Stellen der nordatlantischen Küste gemacht worden sind, scheinen die schweren Nachmittags- und Nachtstörungen im Sommer im allgemeinen aus dem Südwesten herzukommen, während die leichteren Störungen am Vormittag und diejenigen, die in den kühleren Jahreszeiten beobachtet worden sind, gleichmäßiger über die Richtungen der Windrose verteilt zu sein scheinen. Außerdem ist zu bemerken, daß diese südwestlichen Störungen gewöhnlich viel ununterbrochener sind als die anderen.

Die folgenden Versuche sind im drahtlosen Marinelaboratorium des Bureau of Standards ausgeführt worden und der verwendete Empfangsapparat ist der, welche bei den Nauen—Eilvese-Versuchen[1]) und in einem Artikel über die Messung radiotelegraphischer Signale[2]) verwendet worden war. Die Beobachtungsmethode war die folgende:

Die Antenne des Laboratoriums und der sekundäre Empfangskreis, der ein Schwingaudion enthielt, wurden auf die verlangte Wellenlänge eingestellt, wobei die Einstellungen so vorgenommen wurden, wie dies in den angeführten Aufsätzen beschrieben worden ist. Die Stärke der Störungen wurde nach der Parallelohm-Methode (Telephon mit Nebenschluß) gemessen, und da die Einzelstörungen in ihrer Stärke von Sekunde zu Sekunde schwanken, war es erforderlich, irgendeine Vergleichsmethode zur Bestimmung ihrer Hörbarkeit anzunehmen. Nachdem mit verschiedenen Methoden gearbeitet worden war, wurde festgesetzt, daß als Hörbarkeit für die Störung diejenige Einstellung des Hörbarkeitsmessers bezeichnet werden sollte, bei der durchschnittlich drei Störungsimpulse im Telephon in zehn Sekunden gehört werden konnten. Die Beobachtungen wurden ungefähr um 10 Uhr vormittags und um 3 Uhr nachmittags angestellt, die Zeitdauer für jede Versuchsreihe für den Wellenbereich von 3000 bis 18 000 m betrug weniger als 15 Minuten. Wegen des Fehlens eines bestimmten Maßes für die im Telephon abgehörten atmosphärischen Störungen ist

1) Journal of the Franklin Institute, S. 605, 1916.
2) Proceeding of the Institute of Radio Engineers, Bd. 5, S. 239, 1917.



Fig. 1.

die Genauigkeit der Beobachtung naturgemäß viel geringer als die Messung der empfangenen Signale. Aus diesem Grunde und wegen der Unregelmäßigkeit der Erscheinung werden die Ergebnisse der Beobachtung zweckmäßigerweise besser in Form von Kurven als in Tabellenform gegeben. Die Arbeit wurde im August 1917 begonnen und seit

Mai 1918 wurde sie zu einem Teil des täglichen Arbeitspensums des Laboratoriums gemacht. Naturgemäß ist es unmöglich, im Rahmen eines Artikels der vorliegenden Art mehr als einen sehr kleinen Teil der erzielten Versuchsergebnisse wiederzugeben. Es schien daher am zweckmäßigsten zu sein, einige Musterperioden auszuwählen, die für die allgemein beobachteten Bedingungen typisch sind.

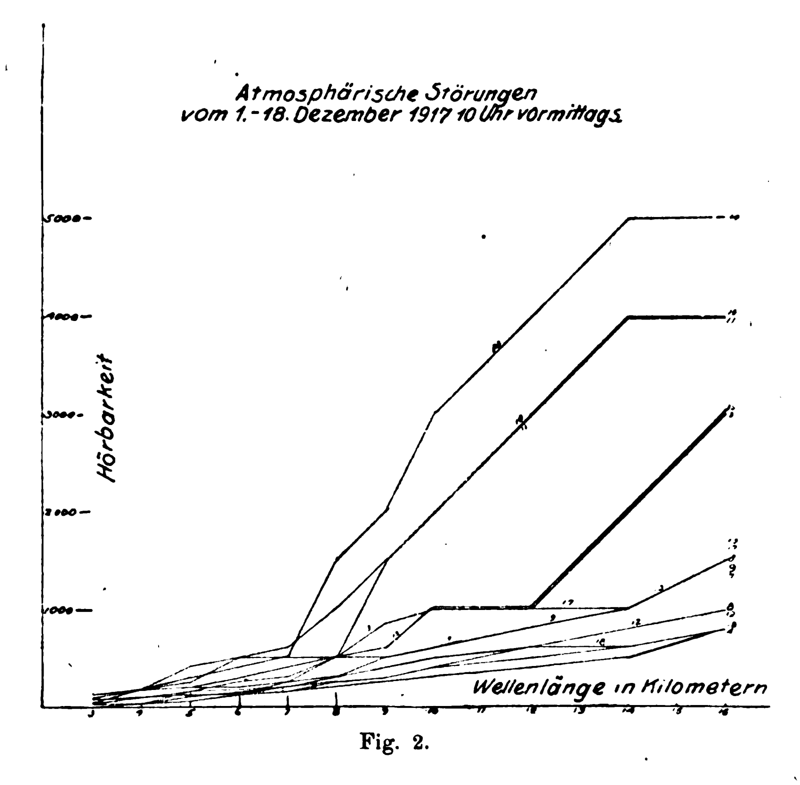


Fig. 2.

Fig. 1 gibt eine Reihe von Beobachtungen wieder, die sich vom 1. November bis zum 14. November 1917 erstrecken und um 3 Uhr nachmittags aufgenommen wurden. Die Beobachtungen wurden angestellt bei jeden vollen 1000 m zwischen den Wellenlängen von 3000 und 10 000 m, und bei jeden vollen 2000 m zwischen 14 000 und 28 000 m Wellenlänge. Diese Kurven sind typisch für die Schwankung der Störungen mit der Wellenlänge während des größten Teiles des Jahres. Die Vormittagsbeobachtungen sind ähnlich in der Form, obgleich etwas geringer in der durchschnitt-

lichen Hörbarkeit, als die Nachmittagsbeobachtungen, insbesondere im Sommer. Man sieht, daß im allgemeinen eine rasche, wenn auch unregelmäßige Zunahme der Intensität mit der Wellenlänge besteht und

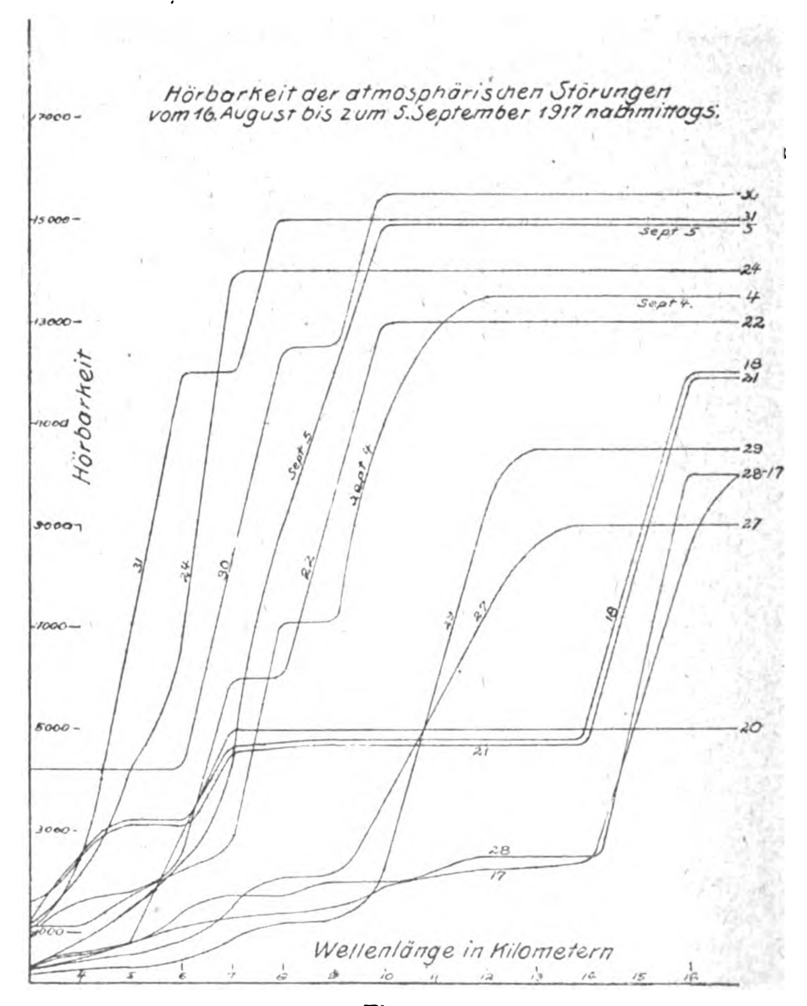


Fig. 3.

daß gelegentlich, wenn auch selten, ein Maximum beobachtet worden ist mit einer darauf folgenden Abnahme der Intensität. In manchen Fällen erstreckt sich der Anstieg nur auf eine bestimmte Wellenlänge,

über die hinaus die Intensität über einen beträchtlichen Bereich konstant bleibt.

Fig. 2 zeigt Beobachtungen, die um 10 Uhr vormittags zwischen dem 1. Dezember und dem 18. Dezember 1917 aufgenommen worden sind und sich über die Wellenlängen zwischen 3000 und 16 000 m erstrecken, dem heutzutage gewöhnlich verwendeten Wellenbereich bei der Übertragung auf große Entfernungen. Fig. 3, die den Zeitraum vom 16. August bis zum 5. September 1917 umfaßt, zeigt eine Zeit

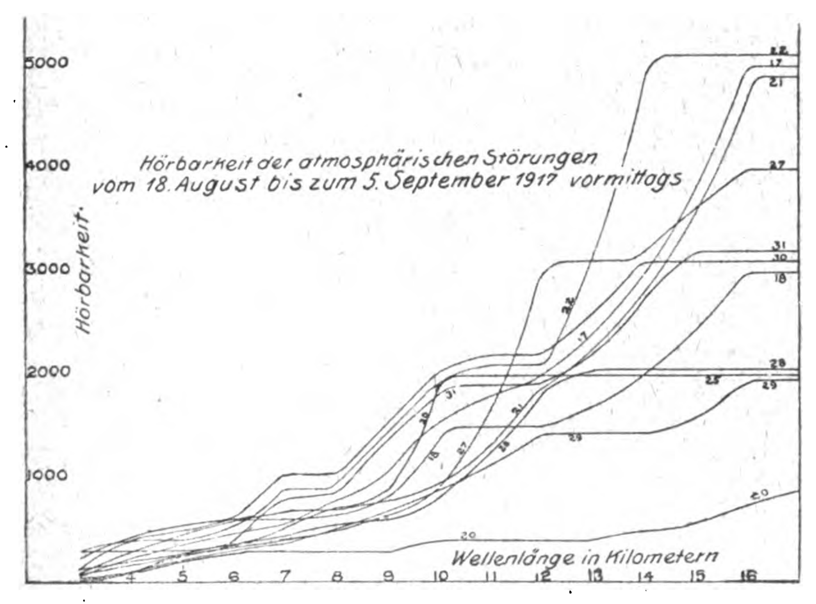


Fig. 4.

ungewöhnlich schwerer Nachmittagsstörungen im Sommer. Störungen dieser Art sind im Sommer der Jahre 1918 und 1919 kaum je aufgetreten. Diese Figur zeigt eine viel stärkere Zunahme der Intensität mit der Wellenlänge als die Fig. 1 und 2, wobei die Intensität bei einer Vergrößerung der Wellenlänge um 1000 m oft auf das Zwei- oder Dreifache steigt. Die Kurven laufen nach ihrem anfänglichen Anstieg alle praktisch nahezu flach aus innerhalb der Beobachtungsgrenzen.

Fig. 4 zeigt die Vormittagsbeobachtungen aus derselben Zeitperiode wie die Fig. 3. Die Kurven unterscheiden sich in ihren Charakter stark von den entsprechenden Nachmittagskurven.

Fig. 5 stellt die statischen Störungen während der letzten Hälfte des August 1919 dar. Die Kurven sind offenbar gänzlich verschieden von denen derselben Periode des Jahres 1917 (Fig. 8) und entsprechen eher den Kurven der Fig. 1 und 2.

Beobachtungsreihen bei verschiedenen Wellenlängen wurden während der letzten zwei Jahre stündlich während einer Dauer von 24 Stunden einmal im Monat aufgenommen. Fig. 6 zeigt die Kurven einer solchen typischen 24-Stunden-Beobachtungsreihe. Man sieht, daß im allgemeinen die Maxima und Minima der verschiedenen Wellenlängen sich nahezu entsprechen, obgleich manche Unregelmäßigkeiten bestehen, die vielleicht Bedeutung haben könnten.

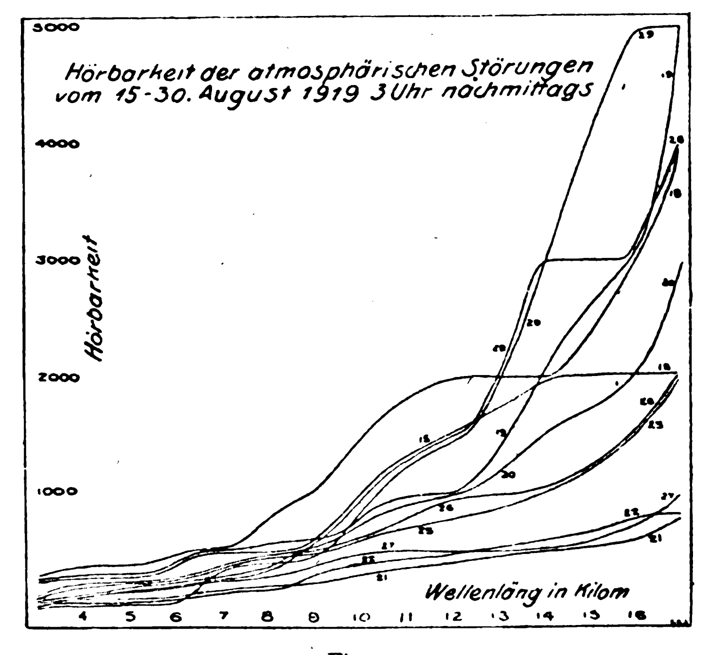


Fig. 5.

Es treten immer gut ausgeprägte Minima etwa um $2^1/_2$ Uhr am Morgen und bei Tagesanbruch auf, und außerdem treten noch zwei oder drei ausgesprochene Minima auf, die ihre Stellung von Tag zu Tag etwas verändern. Zwischen Winter und Sommer ist hinsichtlich der allgemeinen Gestalt der Kurven für die tägliche Veränderung wenig Unterschied.

1. Die statischen Störungen wachsen rasch mit der Wellenlänge, sie sind im Durchschnitt etwa zwanzig Mal so stark bei 17 000 m als bei 3000 m. Die Zunahme ist im allgemeinen in roher Annäherung proportional der Wellenlänge.

2. Zeitweise, insbesondere während der Perioden ungewöhnlich starker Nachmittagsstörungen tritt eine plötzliche Zunahme bei mittleren Wellenlängen auf, worauf die Intensität nahezu konstant zu bleiben scheint, so daß die Kurve einer stark gedämpften Resonanzkurve ähnelt.

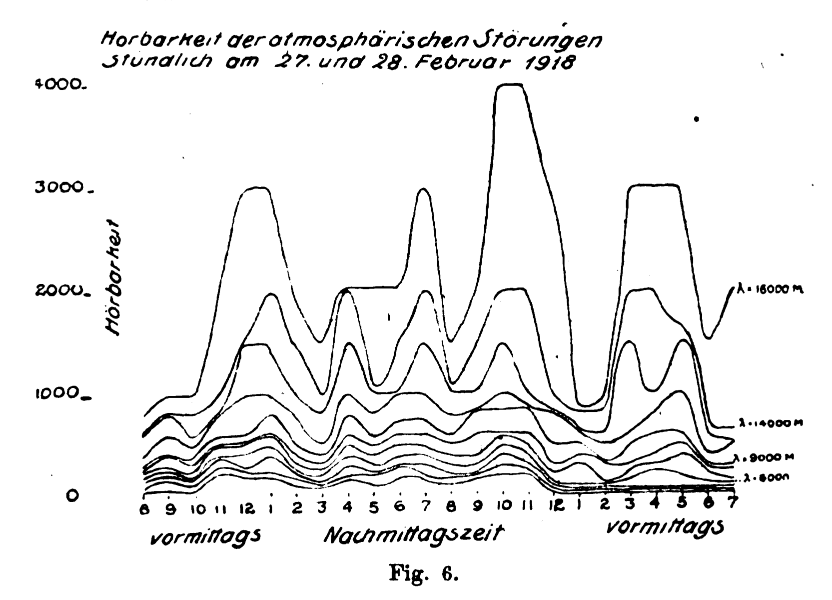


Fig. 6.

3. Die Stärke der Sommerstörungen schwankt stark von Jahr zu Jahr; der Durchschnitt im August 1917 war dreimal so stark wie der in demselben Monat im Jahre 1918 und 1919 beobachtete. Der August 1917 war auch ein Monat von außerordentlich starker europäischer Signale.

Drahtloses Untersuchungslaboratorium der Marine der Vereinigten Staaten; September 1919.

Zusammenfassung.

Die scheinbare Wellenlänge der atmosphärischen Störungen zu verschiedenen Tages- und Jahreszeiten wird untersucht und die erzielten Beobachtungen werden graphisch dargestellt und besprochen.

Nach dem Original übersetzt von Dipl.-Ing. Eales.

Die Verringerung der atmosphärischen Störungen bei drahtlosem Empfang.

Von **Louis W. Austin.**

Als die Vereinigten Staaten in den Krieg eintraten, wurde das Bedürfnis groß, eine drahtlose Verbindung mit Frankreich herzustellen, die hinreichend vollkommen war, um die beiden Länder unabhängig von den Kabelverbindungen zu machen, da diese allezeit in Gefahr waren, vom Feinde zerstört zu werden. Aus diesem Grunde wurden vom Marineamt große Anstrengungen gemacht, die beim drahtlosen Verkehr über große Entfernungen verwendeten Apparate und Verfahren zu verbessern, und besondere Anstrengungen wurden darauf gerichtet, Anordnungen und Schaltungsweisen zu finden zur Unterdrückung der atmosphärischen Störungen, die gewöhnlich als „static" (statische Störungen) oder „strays" (Streuwellen, vagabundierende Wellen) bezeichnet werden, die bekanntlich eins der Haupthindernisse für einen vollkommenen drahtlosen Empfang bilden. Diese Störungen sind in unseren Breitengraden im allgemeinen am stärksten während der Sommermonate und nehmen am späten Nachmittag bis zu einem Maximum zu, d. h. sie sind am ärgsten zu den Jahres- und Tageszeiten, in denen die Signale aus Europa in den meisten der amerikanischen Empfangsstationen am schwächsten sind. Ohne ausführlich den Ursprung dieser Störungen erörtern zu wollen, kann erwähnt werden, daß es wenigstens vier verschiedene Arten dieser Störungen gibt, die sämtlich von verschiedenen Ursachen herrühren können. Die bekannteste Art erzeugt ein rollendes oder kratzendes Geräusch im Telephon. Eine zweite Art, die bei Schnee oder Regen auftritt, gibt ein zischendes Geräusch. Die dritte Art, die von Blitzschlägen herrührt, gibt einen scharfen Knall, während eine vierte Art ein Geräusch ähnlich dem bei der ersten Art, aber noch etwas krachender im Toncharakter, erzeugt. Diese letztgenannte Art der Störungen scheint im Sommer mit Gewitterneigungen verbunden zu sein, aber sie tritt allgemein auch im Herbst und Winter auf, wenn auch gewöhnlich nicht so stark.

Frühere Versuche zur Verbesserung des Verhältnisses zwischen den Signalen und den Störungen[1]) lagen im großen und ganzen in der

1) Nach Angaben von Admiral A. H. Taylor erhält man im allgemeinen ein deutliches Signal, wenn die Lautstärke der atmosphärischen

Richtung von Verbesserungen im sekundären Fmpfangskreis, so z. B. der Begrenzung des Ansprechens des Detektors auf starke Störungen, der Verwendung abgestimmter und manchmal ausbalancierter Stromkreise von Hörfrequenz, von Kreisen, in denen ein schwingendes und ein nicht schwingendes Audion gegeneinander abgeglichen und ihre Hörfrequenzen im Telephon vermittels eines Differential-Telephon-Trans-

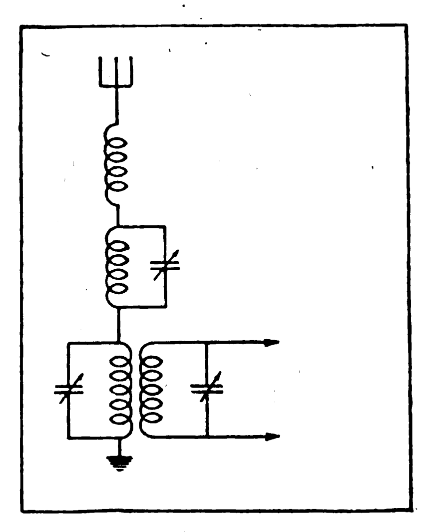


Fig. 1.

formators vereinigt werden und noch vielen anderen erfolglosen Anordnungen, bei denen zahlreiche Abänderungen des Sekundärkreises versucht wurden.[1])

Soweit unsere Kenntnis jetzt reicht, macht die erfolgreichste Methode zur Verringerung statischer Störungen, die eine gewöhnliche Antenne allein verwendet, Gebrauch von einem außerordentlich scharf

Störungen nicht größer ist als das Vierfache derjenigen des Signals, d. h. wenn das Verhältnis zwischen der Lautstärke des Signals zu der der Störungen größer als 25 % ist. Nach unseren Versuchen ist dies im allgemeinen richtig, aber offenbar muß dies abhängen von der Stetigkeit der Störungen. Oft sind die Signale bei einem Verhältnis von 50 % kaum lesbar, während zu andrer Zeit bei 18 bis 20 % empfangen werden kann. Bei diesen Schätzungen ist angenommen, daß die statische Hörbarkeit gleich der Ablesung des Lautstärkemessers ist, bei der die Störung dreimal in 10 Sekunden gehört werden kann.

1) Es darf nicht vergessen werden, daß das schwingende Audion im Vergleich zu den älteren Detektortypen selbst der beste Apparat zur Verringerung atmosphärischer Störungen ist (siehe den Aufsatz „Quantitative Experiments with the Audion“, Washington Academy Journal IV, S. 84, 1916).

abgestimmten Primärkreis, der mit einem sehr scharf abgestimmten Telephonkreis von Hörfrequenz kombiniert ist, wobei manchmal noch ein abgestimmter Niederfrequenzverstärker verwendet wird. Eine gute Antennenform ist in Fig. 1 dargestellt.

Die geschlossenen Schleifen- oder Rahmenantennen und die Erd- und Unterwasserantennen, die einstmals als vielversprechend in bezug auf Störungsverringerung betrachtet wurden, wurden in ihren einfachen Formen in Washington als nicht von großem Wert hinsichtlich der Verbesserung des Verhältnisses zwischen den Signalen und den Störungen befunden. Wenn beim Empfang kontinuierlicher Wellen mit dem schwingenden Audion das Verhältnis von Signal zu Störung für eine gute Empfangsantenne der gewöhnlichen Art als 1 angenommen wird, ist das Verhältnis für eine Rahmen- oder Schleifenantenne etwa gleich 2, während eine gute Untergrund-Erdantenne im feuchten Erdboden oder Süßwasser im allgemeinen ein Verhältnis von 2 bis 3 im Falle von gewöhnlichen Störungen ergibt, wobei aber bemerkt werden muß, daß die eingegrabene Antenne gänzlich geschützt ist vor wahrer statischer Induktion, die, falls sich Gewitterwolken unmittelbar oder nahezu senkrecht über der Antenne befinden, schwere Störungen im Telephon erzeugen können.

Etwa im Frühjahr 1918 wurden vier Schaltungen entwickelt, drei im Marineamt und eine außerhalb desselben, die eine wesentliche Verbesserung des Empfangs trotz atmosphärischer Störungen zeigten.

Um über das Verhältnis ihrer Vorzüge Gewißheit zu erlangen, wurden während des Sommers desselben Jahres Vergleichsversuche ausgeführt an Signalen einiger der europäischen Großstationen. Die Empfangsstationen waren:

Die Marconi-Versuchsstation in Lakewood, New-Jersey (Weagant-System).

Die unter Aufsicht der Marine stehende Marconi-Station in Belmar, New Jersey (Taylor-System).

Die Versuchsstation des drahtlosen Untersuchungslaboratoriums der Marine am Anacostiafluß in Washington, D. C. (Laboratoriums-System).

Die Marine-Station in Otter Cliffs, Maine (Otter Cliffs-System).

Die erstgenannten drei Stationen konnten sehr genau verglichen werden, da sie alle in einer Gegend liegen, wo die Empfangsbedingungen ähnlich sind, wenngleich die Bedingungen in Washington etwas weniger günstig sind als bei den anderen beiden. Der Vergleich von Otter Cliffs mit den anderen Stationen ist von geringerem Werte in Hinsicht

auf die Vorzüglichkeit der verwendeten Systeme wegen der Unterschiede in der Entfernung und den klimatischen Verhältnissen in den beiden Gegenden.

Lakewood.

Die Empfangsstation in Lakewood, New Jersey, verwendet ein von Herrn Weagant[1]) entworfenes System (siehe Fig. 2). Die Antenne bestand aus zwei Schleifen von einer Windung, die von Telegraphenpfählen getragen wurde und sich über eine Entfernung von 3 engl. Meilen (5 km) nach beiden Seiten von der Empfangsstation

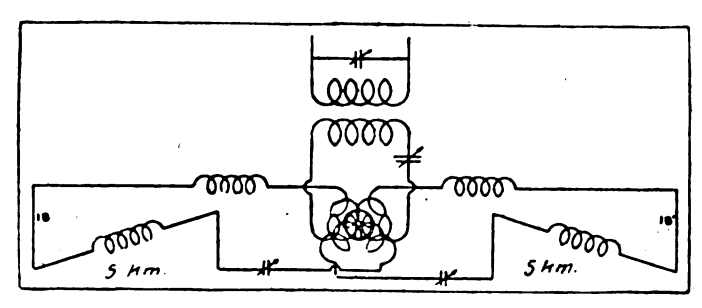


Fig. 2.

erstreckten. Die Schleifen lagen in der Richtung der Fortpflanzung der von den europäischen Stationen ankommenden Wellen und hatten eine Höhe von ungefähr 18 Fuß (5,5 m) zwischen den Drähten an ihren äußeren Enden, die bis auf 3 Fuß (0,92 m) an der Station abnahm. Sie waren mit Hilfe veränderlicher Kapazitäten und Selbstnduktionen abgestimmt, wobei ein Teil der letzteren in die Leitung n einer Entfernung von der Station eingeschaltet war. Die Schleifen endeten in der Station in den zwei Primärwicklungen eines großen Bellini-Tosi-Goniometers und wirkten einander entgegengesetzt auf die Sekundärwicklung des Goniometers ein. Letztere bildete einen Teil eines Zwischenkreises, der seinerseits mit dem gewöhnlichen sekundären Empfangskreise gekoppelt war. Obgleich die Schleifen in Gegeneinanderschaltung verbunden waren, ergab die von ihrer Länge herrührende Phasendifferenz eine ausgesprochene Verstärkung des Signals. Gleichzeitig wurden die statischen Störungen beträchtlich vermindert. Nach Angaben von Herrn Weagant rührte diese Störungsverminderung her von der Tatsache, daß die statischen Störungen von oben kommen und

1) Proceedings of the Institute of Radio Engineers, Bd. 7, S. 207, 1919.

somit in gleichgroßem, aber entgegengesetztem Sinne auf die beiden Schleifenantennen einwirken. Diese Erklärung erscheint sehr unwahrscheinlich, da ja dann, wenn sie wahr wäre, jede aus einem senkrechten Draht bestehende Antenne frei von atmosphärischen Störungen sein müßte.

Belmar.

In Belmar wurde das Widerstands-Ausgleichssystem von Admiral A. H. Taylor[1]) verwendet. Die neueste Schaltungsart ist in Fig. 3 dargestellt. Für den Empfang aus Nauen hatte die Schleifenantenne *L* 16 Windungen und war 75 Fuß (22,9 m) lang und 45 Fuß (13,7 m) hoch. *W* war ein gut isolierter Draht im Wasser von ungefähr 1500 Fuß (458 m) Länge, der dicht unter der Oberfläche im Seewasser

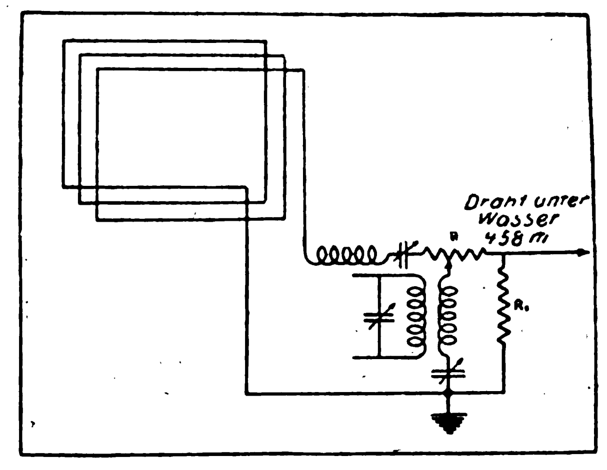


Fig. 3.

lag. Das Signal in dem Draht im Wasser war außerordentlich schwach im Vergleich zu dem in dem Schleifendraht. Der veränderliche Widerstand *R'* diente dazu, den natürlichen Unterschied im Verhältnis der Signale zu den Störungen des Schleifendrahtes und des Drahtes im Wasser zu vergrößern, während *R* ein Widerstand war mit einem Schleifkontakt, der dazu diente, die statischen Störungen im Schleifendraht und im Drahte unter Wasser auszugleichen. Durch diese Schaltungsanordnung wurde das Verhältnis der Signale zu den Störungen des kombinierten Systems wesentlich verbessert als das der Schleife

[1]) Proceedings of the Institute of Radio Engineers, Bd. 7, S. 559, 1919.

oder des Drahtes im Wasser allein. Wegen des verwendeten Widerstandes waren die Signale im allgemeinen sehr schwach, so daß beträchtliche Verstärkungen notwendig wurden. Es wurden fünf ähnliche Anordnungen von Schleifen und Drähten unter Wasser verwendet, um verschiedene Stationen empfangen zu können.

Die Flußstation des drahtlosen Laboratoriums.

Diese Station liegt an der Niederung des Anacostiaflusses etwas unterhalb des Marinehofes in Washington. Die Schaltungsanordnung ist in den Figg. 4 bis 8 dargestellt. Die während des größten Teiles des Sommers 1918 verwendete Schleifenantenne war 90 Fuß (28 m) lang und 30 Fuß (9,2 m) hoch mit 8 Windungen. Sie wurde später

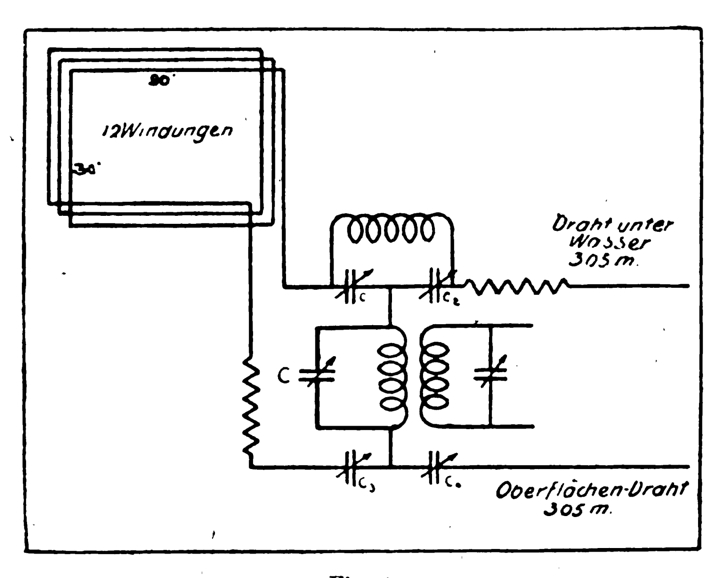


Fig. 4.

ersetzt durch eine höhere und kürzere Schleife, in der die Anzahl der Windungen durch Schalter verändert werden konnte. Der 1000 bis 2000 Fuß (305—610 m) lange, gut isolierte Draht im Wasser lag in dem Brackwasser des Anacostiaflusses nicht weit vom Ufer, während der Oberflächendraht auf der oberen Fläche der Futtermauer lag. Die Kondensatoren C_1, C_2, C_3 und C_4 (Fig. 4) wirkten als Kopplungskondensatoren und regelten den Energiefluß von der Schleifenantenne und von den beiden Drähten. Die Antennenabstimmung wurde

praktisch allein mit dem Kondensator C ausgeführt. Mit dieser Stromkreisanordnung wurde beabsichtigt, den Unterschied im Verhältnis der Signale zu den Störungen der Drähte im Wasser und an der Oberfläche auszunutzen, die im Jahre 1917 bei den Arbeiten in Piney Point aufgefunden worden waren und ebenso den Unterschied in diesem Verhältnis bei der Schleife und dem Draht im Wasser. Eine beträchtliche Verbesserung der Wirkung der Anordnung wurde durch Parallelschalten einer Induktanz von 30 Millihenry quer zu den Kondensatoren C_1 und C_2 zwischen der Schleife und dem Draht im Wasser[1]) erzielt.

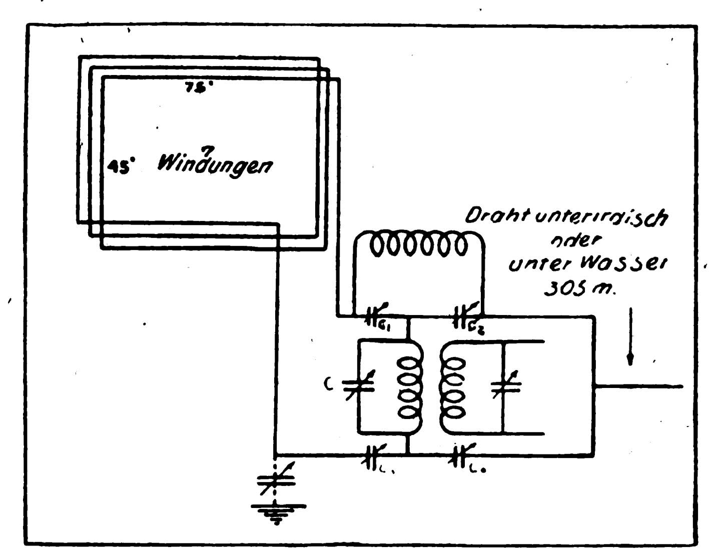


Fig. 5.

Die Theorie dieser Schaltungsanordnung in bezug auf die Verringerung der statischen Störungen ist noch nicht vollständig erkannt. Während sie zum Teil abhängen kann von dem Unterschied im Verhältnis Störungen zu Signal in den Drähten an der Oberfläche und im Wasser, rührt die Hauptwirkung offenbar her von der Kombination der Schleife mit einem Draht im Wasser oder Erdboden, da sehr gute Ergebnisse erzielt wurden nach Weglassen des Drahtes an der Oberfläche (siehe Fig. 5) und fast ebenso gute Ergebnisse, nachdem der

[1]) Dies wurde um den 1. September 1918 eingeführt und erklärt zum Teil die nach diesem Datum erzielten besseren Ergebnisse (siehe Tabelle 1).

Draht im Wasser durch den Draht an der Oberfläche ersetzt worden war. Die Anordnung besitzt einen außerordentlich großen Richteffekt,

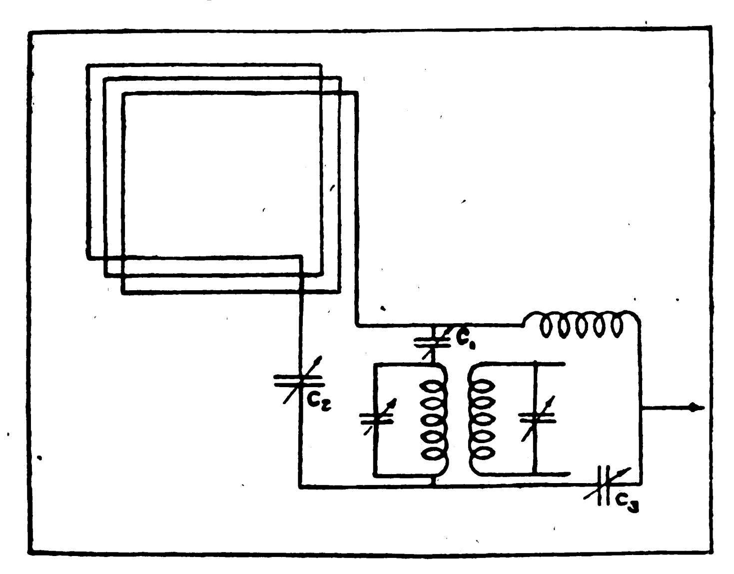


Fig. 6.

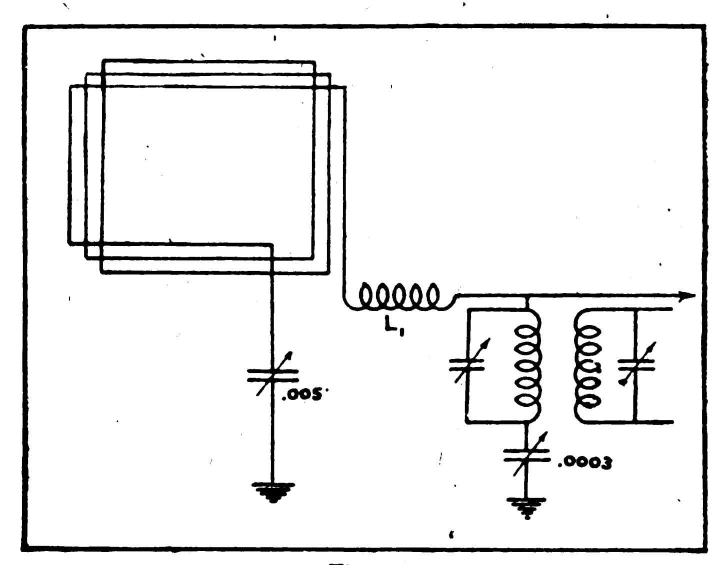


Fig. 7.

der viel stärker ist für Signale, die aus der Richtung des ausgespannten Drahtes herkommen, als für Signale aus der entgegengesetzten Richtung. (Bemerkung: Die Versuche zeigen, daß eine große Verbesserung erwartet werden kann bei allen Schleifenempfängern durch Anordnung eines Drahtes, der auf der Oberfläche nach der Schleife zu in der angedeuteten Art liegt. Für kürzere Wellen als 1000 m Wellenlänge

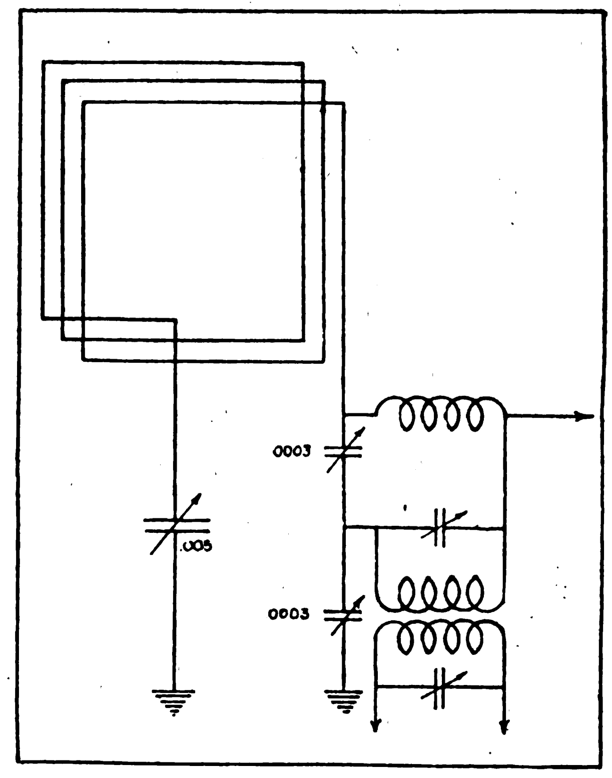


Fig. 8.

würde dieser Draht eine Länge von nur 100 oder 200 Fuß [30,5 bis 61 m] zu haben brauchen.) Diese einseitige Richtwirkung der Anordnung ist voraussichtlich ein wichtiger Faktor bei der Verringerung der atmosphärischen Störungen beim Empfang der Signale aus Europa, da die Erfahrung gelehrt hat, daß in diesem Teil des Landes zum mindesten ein großer Teil der statischen Störungen der ersten Type (der am häufigsten auftretenden Art) aus Südwesten kommt, also aus

einer Richtung, die fast genau entgegengesetzt gerichtet ist zu der Richtung nach den europäischen Stationen. Man bemerkt auch zur Bekräftigung dieser Vorstellung, daß, wenn man einen Draht im Wasser benutzt, der sich nach Südwesten für den Empfang aus dieser Richtung erstreckt, die Verringerung der statischen Störungen weniger befriedigend ist als beim Empfang aus Europa.

Seit der Vollendung der Versuche von 1918 sind eine Reihe von Abänderungen und Vereinfachungen an der Schaltungsanordnung des Laboratoriums gemacht worden, Fig. 6 bis 8, die zum größten Teile von Herrn Clausing von diesem Laboratorium herrühren. Diese Anordnungen scheinen genau so wirksam zu sein wie die ursprüngliche Form. Sie alle stellen verschiedene Anwendungen von Kondensatorregelungen auf den Ausgleich zwischen Schleifen und Drähten im Erdboden und Wasser dar.

Otter Cliffs.

Die in Fig. 9 dargestellte Schaltungsanordnung ist in Otter Cliffs seit der Mitte des Sommers 1918 verwendet worden. Sie bestand im wesentlichen aus einer gewöhnlichen abgestimmten Schleife von 3 Windungen, 125 Fuß (38 m) lang und 25 Fuß (7,6 m) hoch mit 20 Zoll (51 cm) Abstand, mit einem dazwischen gewickelten, offen endigenden, nicht abgestimmten Schleifendraht von drei Windungen, der mit der Erde über eine Induktanz von 30 Millihenry und einem zwischen 5000 und 60000 Ohm veränderlichen Widerstand verbunden war. Die geschlossene Schleife war sowohl mit der offenen Schleife als auch mit dem Sekundärkreis gekoppelt, und die Verringeruug der statischen Störungen wurde vollzogen durch Abgleichung dieser beiden Kopplungen und Veränderung des Erdungswiderstandes. Das Zwischeneinanderwinden der Schleifen bewirkte eine enge kapazitive Kopplung zwischen ihnen zuzüglich einer verteilten induktiven Kopplung. Diese Schaltungsanordnung bildete eine Kombination, die offenbar eine große einseitige Richtwirkung hatte, und voraussichtlich war auch eine Differenzwirkung vorhanden, die von den Unterschieden der Dekremente der Signale und der Störungen in den Schleifen und den Drähten im Wasser in Belmar und in Washington herrührte.

Die Lage von Otter Cliffs nahe bei Bar Harbor war viel günstiger für den Empfang aus Europa als die der anderen beschriebenen Stationen. Erstens war die Entfernung von den Sendestationen um mehr als 500 engl. Meilen (800 km) kleiner und dieser Umstand allein sichert gemäß der Formel über die Übertragung über See ungefähr die doppelte

Signalstärke. Ferner sind die klimatischen Bedingungen so, daß die Signale weniger veränderlich sind als in den südlicheren Gegenden des Landes und die atmosphärischen Störungen sind wahrscheinlich im allgemeinen weniger schwer.

Vergleichsversuche.

Während der zweiten Hälfte des August und des ganzen September 1918 wurden vergleichende Empfangsversuche zwischen den

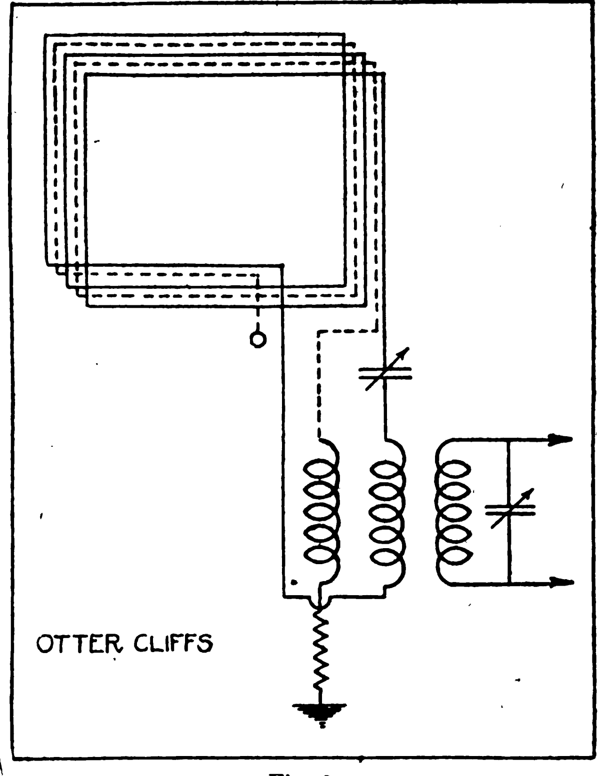


Fig. 9.

vier Stationen ausgeführt, und zwar in der Hauptsache bei dem regelmäßigen Verkehr zwischen Nauen und Carnarvon. Belmar und Otter Cliffs, mit ihren fünf Empfangsschleifen, waren imstande, jederzeit gleichzeitig während der 24 Stunden des Tages zu empfangen, und zwar in doppelter Vergleichsanordnung, um eine vollkommene Ver-

gleichskontrolle zu haben. Lakewood benutzte eine 24-Stundenuhr, die in bestimmten Zwischenräumen von einer Station auf die andere umschaltete. Die Laboratoriumsstation wurde während des Nachmittags mit diesen Untersuchungen beschäftigt, da dies wegen der Abnahme der Signalstärke und wegen der Stärke der atmosphärischen Störungen die schwierigste Tageszeit war, wobei dann in kurzen Zwischenräumen Kontrollablesungen von jeder der beiden Sendestationen gemacht wurden. Die Station Carnarvon war schwieriger zu empfangen als Nauen, da ihre Signale schwächer waren als die von Nauen, und daher gab Carnarvon eine strengere Prüfung für die Fähigkeit der Verringerung der atmosphärischen Störungen der verschiedenen Empfangssysteme. Wegen dieser verschiedenartigen Methoden der Versuchsausführung auf den verschiedenen Stationen war es einigermaßen schwierig, einen Plan für die zahlenmäßige Vergleichung zu finden. Da der Nachmittag die schwierigste Zeit für den Empfang und die einzige Zeit war, während welcher alle Stationen empfingen, so wurde endlich entschieden, willkürlich anzunehmen, daß jeder Empfang während aller Stunden zwischen 6 Uhr abends und 12 Uhr mittags als vollkommen gerechnet werden sollte. Dann wurden aus den Angaben,[1]) die dem Laboratorium zugesandt wurden, Berechnungen angestellt von der Zahl der Stunden zwischen 12 Uhr mittags und 6 Uhr abends, während deren jede Station voraussichtlich empfangen haben konnte. Indem dies dann zu den 18 Stunden, in denen, wie angenommen worden war, der Empfang vollkommen sein sollte, addiert und durch 24 dividiert wurde, erhalten wir den Prozentsatz des Empfanges für den ganzen Tag. Tabelle 1 gibt diese Empfangsprozentsätze für die vier Empfangsstationen für die August- und Septemberversuche wieder.

Die Verbesserung in den Arbeiten der Laboratoriumsstation im September rührt zum einen Teil her von Stromkreisänderungen und zum anderen Teil von allgemeinen Verbesserungen der Empfangsbedingungen. Man kann annehmen, daß die Tabelle 1 eine gute Würdigung der Fähigkeit zur Verringerung der atmosphärischen Störungen der in Lakewood, Belmar und der Laboratoriumsstation benutzten Schaltungsanordnung gibt.

Wie bereits erläutert worden ist, rührt das gute Arbeiten der Otter Cliffs-Station im wesentlichen her von ihrer geographischen Lage;

---

[1]) Es wurden keine Berichte über den Empfang in Otter Cliffs direkt nach dem Laboratorium gesandt. Das angegebene Verhältnis gründet sich auf Feststellungen der Offiziere, die die von Lakewood und Otter Cliffs eingesandten Kopien prüften.

Tabelle 1.

Durchschnittlicher Prozentsatz des Empfanges.

15.—31. August.

Empfangsstation	Nauen sendet	Carnarvon sendet
Otter Cliffs	100 %	98 %
Lakewood	99 %	96 %
Laboratoriumsstation	94 %	91 %
Belmar	94 %	81 %
1.—30. September.		
Otter Cliffs	100 %	100 %
Lakewood	100 %	98 %
Laboratoriumsstation	100 %	98 %
Belmar	99 %	91 %

und man kann nicht annehmen, daß die hier verwendete Schaltungsanordnung, die zwar ausgezeichnete Eigenschaften in bezug auf Verringerung der atmosphärischen Störungen besitzt, in Wirklichkeit den anderen Schaltungsanordnungen überlegen wäre.

Bei der Würdigung des Wertes der Anordnungen zur Verminderung atmosphärischer Störungen muß man beachten, daß es beim Arbeiten mit einer gewöhnlichen Antenne oder selbst mit einer einfachen Schleifenantenne oder einer Untergrund-(Erd-) oder einer Unterwasserantenne in den meisten Jahren, wenn überhaupt, nur wenige Tage zwischen dem 15. Juni und dem 15. September gibt, an denen eine Station wie Nauen, von den schwächeren Stationen wie Carnarvon gar nicht zu reden, in Washington während der ganzen 24 Stunden des Tages abgehört werden könnte. Sechs oder sieben Stunden am Tage würde während dieser Jahreszeit voraussichtlich im Durchschnitt guter Empfang sein und selbst während der günstigsten Teile des Jahres gibt es viele Perioden, wo sich der Empfang mit den älteren Methoden als unmöglich herausstellt.

Andere Vergleichsversuche mit den Schaltungen.

Außer den Vergleichsempfangsversuchen wurden im Laboratorium (Flußstation) viele Untersuchungen angestellt, die darauf hinzielten, den wirklichen Betrag der durch die verschiedenen Schaltungsanordnungen erzielten Verbesserungen zu bestimmen. Infolge Raummangels wurde kein Versuch gemacht, einen Weagantschen Kreis aufzustellen.

Der Taylorsche Kreis ist in ausgedehntem Maße geprüft worden, er hat aber niemals Resultate ergeben, die mit denen in Belmar vergleichbar waren, wahrscheinlich weil das richtige Verhältnis die De-

kremente zwischen der Schleifenantenne und dem Draht im Wasser nur in Wasser von hoher Leitfähigkeit erzielt werden kann. (Das Wasser in Belmar ist Seewasser, während dasjenige in der Flußstation nur mäßig salzhaltig ist [Brackwasser].)

Die Schaltungsanordnung in Otter Cliffs wirkt gut in der Flußstation, ergibt aber im allgemeinen nur eine halb so große Verbesserung des Verhältnisses der Signale zu den Störungen, die durch die Schaltungsanordnung der Laboratoriumsstation erreicht wird. Sie hat jedoch den großen Vorzug, daß sie an jeder beliebigen Stelle errichtet werden kann, wo eine einfache Schleifenantenne errichtet werden kann.

Die Tabelle 2 zeigt einige Beispiele der Verbesserung des Verhältnisses der Signale zu den Störungen, die mit der Schaltungsanordnung des Laboratoriums unter verschiedenen statischen Bedingungen

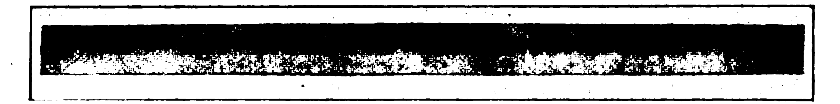


Fig. 10.

erhalten wurden. Aus den dargestellten Beobachtungen ergibt sich, daß die Verbesserung um so größer ist, je schlechter das ursprüngliche Verhältnis ist. Dies rührt zum Teil her von dem Bestreben der starken statischen Störungen, das Signal zu überdecken und seine beobachtete Hörbarkeit zu veringern. Ein extremer Fall dieser Art ist ersichtlich aus der 3 Uhr-Nachmittagsbeobachtung vom 7. Juli, wo das Signal mit einer einfachen Schleifenantenne, obgleich es offenbar dieselbe Stärke besaß, infolge der statischen Störungen vollkommen unhörbar war. Mit der Laboratoriumsanordnung war es vollständig abhörbar. In anderen Fällen, in denen die statische Störung voraussichtlich zum Teil eine solche der vierten Art ist, wie z. B. am 22. Juli, ist die Verbesserung unbedeutend.

Fig. 10 gibt einen Ausschnitt eines photographischen Schreibstreifens wieder, der in Otter Cliffs beim Empfang aus Lyon aufgenommen worden ist. Er zeigt den Einfluß des An- und Abschaltens der Kreise zur Verminderung der statischen Störungen auf die Lesbarkeit.

Während die Schaltungsanordnungen von Weagant und vom Laboratorium bei den Prüfungen im Jahre 1918 die besten Aufzeichnungen zeigten, waren die Weagantschen Einstellungen gemäß den letzten Berichten außerordentlich schwierig zu machen und der für

Tabelle 2.

Beispiele für die Verringerung der statischen Störungen in der Laboratoriums-Flußstation.

7. Juli 1919.
Lyon sendet.

	Hörbarkeit der Signale	Hörbarkeit d. statischen Störungen	Verhältnis beider	Zeitpunkt
Einfache Schleife . .	6	4000	0,0015	2^h 30′ nachmittags
Laboratoriumskreis .	36	150	0,24 (lesbar)	2^h 30′ nachmittags
Einfache Schleife . .	Nicht hörbar wegen statischer Störungen			3^h nachmittags
Laboratoriumskreis .	9	31	0,29 (lesbar)	3^h nachmittags
	11. Juli 1919. San Diago sendet.			
Einfache Schleife . .	300	2200	0,136	10^h 30′ vormittags
Laboratoriumskreis .	58	245	0,236 (lesbar)	10^h 30′ vormittags
Einfache Schleife . .	140	1200	0,117	11^h 40′ vormittags
Laboratoriumskreis .	19	60	0,316 (lesbar)	11^h 40′ vormittags
	Nauen sendet.			
Einfache Schleife . .	170	900	0,189	12^h 45′ nachmittags
Laboratoriumskreis .	80	250	0,320 (lesbar)	12^h 45′ nachmittags
Einfache Schleife . .	12	1200	0,01	2^h nachmittags
Laboratoriumskreis .	70	185	0,378 (lesbar)	2^h nachmittags
	22. Juni 1919. Nauen sendet.			
Einfache Schleife . .	800	3000	0,27	11^h vormittags
Laboratoriumskreis .	40	80	0,50	11^h vormittags

die langen Schleifen erforderliche Raum (von 6 Meilen oder 9,6 km) war ein beträchtlicher Mangel.

Wenn auch die Schaltungsanordnungen von Taylor und dem Laboratorium sehr viel kleiner sind, so erfordern sie immerhin einen Raum von 1000 bis 2000 Fuß (305 bis 610 m), ein Umstand, der

ihre Verwendung auf Schiffen und auf manchen Landstationen ausschließt. Die Schaltungsanordnung von Otter Cliffs dagegen hat infolge ihrer Gedrängtheit und Einfachheit die weiteste Verwendbarkeit von diesen vier Stationsschaltungen, obgleich sie nicht die wirksamste ist.

Die theoretischen Erklärungen für die Fähigkeit der Schaltungsanordnungen, die atmosphärischen oder statischen Störungen zu verringern, sind noch außerordentlich unvollständig. Alle Schaltungsanordnungen der Marine besitzen eine große einseitige Richtfähigkeit und dieser Umstand erklärt zweifellos einen Teil ihres Erfolges beim Empfang der Signale aus Europa, da ja in diesem Teil der Welt die meisten statischen Störungen der ersten Art (die im Sommer am lästigsten sind) aus Südwesten kommen. Das Ausgleichen der beiden Richtsysteme mit verschieden großem Dekrement kann auch eine Rolle spielen und es ist leicht möglich, daß wir auch von noch nicht erkannten Faktoren Gebrauch machen. In jedem Falle zeigt die Ähnlichkeit im Verhalten gegenüber den verschiedenen Arten atmosphärischer Störungen (leichtes Eliminieren der ersten Art der Störungen und große Schwierigkeit bei der Beseitigung der Störungen der vierten Art) an, daß einige der wichtigen Faktoren allen gemeinsam sind.

Zum Schluß können wir von den vier am Anfang dieses Artikels genannten Arten der statischen Störungen folgendes sagen:

Die Versuche ergeben, daß die erste Art, die bei weitem die lästigste und besonders im Sommer die gewöhnlichste ist, durch die neuen Schaltungsanordnungen fast vollkommen beseitigt werden kann.

Die zweite und dritte Art verursachen im allgemeinen wenig Störungen. Die vierte Art, die den größten Teil der noch übrig bleibenden Empfangsschwierigkeiten verursacht, wird bis zu einem gewissen Grade von allen Systemen verringert, wobei die Schaltungsanordnung von Otter Cliffs vielleicht in dieser Hinsicht die beste der Schaltungsanordnungen der Marine ist. Herr Weagant hat kürzlich in der bereits angeführten Abhandlung berichtet, daß er bemerkenswerte Erfolge bei ihrer Beseitigung erzielt hat.

Die beschriebene Verringerung der atmosphärischen Störungen hat naturgemäß eine bemerkenswerte Verbesserung des Empfanges aus Europa zur Folge gehabt. In Washington ist der Empfang einer sendenden Großstation im westlichen Europa mit einem Antennenstrom von annähernd 300 Amp. mit einer einfachen Schleifenantenne oder einem Draht im Wasser während ungefähr 2000 Stunden im Jahr unlesbar. Mit jeder beliebigen der vier Schaltungsanordnungen zur

Beseitigung der atmosphärischen Störungen jedoch wird diese Zeitdauer der Unleserlichkeit auf weniger als 100 Stunden verringert oder auf weniger als $5^0/_0$ der früher verlorenen Zeit.

Zusammenfassung.

Die atmosphärischen Störungen beim drahtlosen Empfang an der atlantischen Küste der Vereinigten Staaten werden nach Art, Wirkung und voraussichtlichem Ursprung eingeteilt. Die Systeme zur Verringerung der atmosphärischen Störungen der Marconigesellschaft (Weagantsches System) und der Marine (Austinsches, Taylorsches und Otter Cliffs-System) werden beschrieben und es werden Angaben über das Verhältnis ihrer Leistungen gegeben. Endlich werden die durch die Verwendung dieser Systeme erreichbaren Verbesserungen in bezug auf die Zuverlässigkeit des Empfanges betrachtet.

Nach dem Original übersetzt von Dipl.-Ing. Eales.

Schwingungsuntersuchungen an Hochvakuumröhren.

Von **F. Tank** und **A. Herzog.**

§ 1. Das Studium der Schwingungsvorgänge an Hochvakuumröhren ist von mehreren Gesichtspunkten aus interessant. Abgesehen davon, daß viele dieser Vorgänge in ihren Einzelheiten überhaupt noch nicht untersucht wurden, entbehren manche nicht eines über den speziellen Rahmen hinausgehenden wissenschaftlichen Reizes. Es ist ferner von Bedeutung, den Zusammenhang des dynamischen Verhaltens mit den statischen Kennliniendiagrammen zu prüfen. Es ergibt sich daraus die Bestätigung der allgemeinen Auffassung, daß die dynamische Wirkungsweise der Hochvakuumröhren sich restlos aus den statischen Diagrammen voraussagen läßt. Umgekehrt kann gerade wieder die experimentelle Untersuchungsmethode als eine Ergänzung und Vervollständigung der auf die statischen Kennliniendiagramme sich aufbauenden Theorien der Röhrenvorgänge angesehen werden.

Die vorliegende Arbeit bezweckt, einige typische Beispiele von Schwingungsvorgängen an Hochvakuumröhren von solchen Gesichtspunkten aus zu behandeln. Gleichzeitig soll damit — als ein Beitrag zur Methodik der experimentellen Röhrenuntersuchung — die Verwendbarkeit des Helmholtzschen Pendels für diese Zwecke dargetan werden. Die außerordentliche Konstanz der Röhren ermöglicht es,

auch dieses Verfahren, das eine punktweise Aufnahme der Kurvenzüge erfordert, erfolgreich zum Studium der Röhrenvorgänge heranzuziehen.

§ 2. Was das Helmholtzsche Pendel vor einem Oszillographen auszeichnet, ist: große Meßgenauigkeit, leichte quantitative Umrechnung der Beobachtungen, beliebig häufige Reproduzierbarkeit eines einzelnen Punktes, geringe experimentelle Fehlerquellen, einfache Handhabung. Dagegen ist das Arbeiten mit dem Pendel zeitraubend und seine Verwendungsfähigkeit nicht so allgemein.

Das Pendel selbst ist wiederholt beschrieben worden.[1]) Ihm liegt bekanntlich folgendes Prinzip zugrunde: Das herabfallende Pendel öffnet in meßbar veränderlichem Zeitintervall nacheinander zwei Kontakte, wodurch zuerst der zu beobachtende Vorgang ausgelöst und darauf dieser in einem bestimmten Moment abgebrochen wird. Die Schaltungsmöglichkeiten sind groß. In der Regel richtet man die Schaltungen so ein, daß an einem Kondensator der zeitliche Verlauf der Ladung verfolgt wird; zur Bestimmung der letzteren wird man ein ballistisches Galvanometer oder ein Elektrometer benutzen. Bei Schwingungsbeobachtungen dürfte eine obere Grenze je nach den besonderen Verhältnissen bei Frequenzen von 10000 bis 20000 Perioden pro Sekunde liegen. Doch werden in vielen Fällen wegen des trägheitsfreien Arbeitens der Hochvakuumröhren Folgerungen aus Beobachtungen bei niederen Frequenzen auf das Verhalten im Gebiet rascher Schwingungen zulässig sein.

Es stand uns ein sehr gutes Pendel nach einer Konstruktion von Prof. Kleiner zur Verfügung, das Zeitdifferenzen auf 1×10^{-6} sek richtig angab. Im allgemeinen waren jedoch die einzelnen Beobachtungen mit einem zwei- bis fünfmal größeren Fehler behaftet: nämlich immer dann, wenn Induktivitäten in den unterbrochenen Stromkreisen lägen. Es findet dann beim Wegschlagen der Kontakthebel eine minime Funkenbildung statt, die die Meßgenauigkeit des Pendels etwas herabdrückt.[2])

§ 3. Sämtliche Untersuchungen führten wir durch an einer Überlagererröhre R. E. 16 von Telefunken (mit roter Kappe). Da die Beurteilung der dynamischen Vorgänge die Kenntnis der Kennlinien-

---

1) Vgl. z. B. U. Seiler, Inaug.-Diss., Zürich 1897. C. Lomsché, Inaug.-Diss., Zürich 1903. G. Eichhorn, Inaug.-Diss., Zürich 1901. H. Keller, Inaug.-Diss., Zürich 1917.

2) Vgl. auch G. Zickner, Jahrb. f. drahtl. Telegr. 14, S. 478, 1919.



diagramme voraussetzt, möge zunächst die Wiedergabe der wichtigsten statischen Diagramme folgen.

Fig. 1 gibt die sogenannte Charakteristik; die Steilheit S folgt als Tangente an die Kurve.

In Fig. 2 und 3 sind Durchgriff D und innerer Widerstand R_i ebenfalls als Tangenten zu ermitteln. Die Spannungen sind nach dem

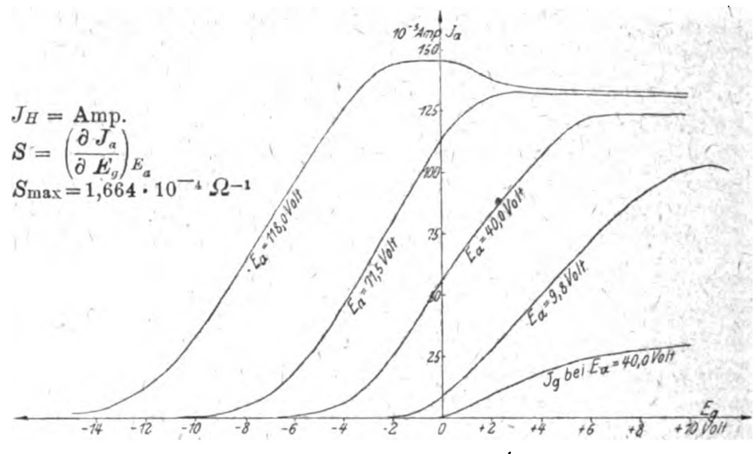


Fig. 1.

Vorschlag von **Barkhausen** auf den Minuspol des Glühdrahtes bezogen.

Steilheit, innerer Widerstand und Durchgriff sind in einem Gebiete, das wir als den „linearen Bereich" der Kennliniendiagramme bezeichnen, konstant. Innerhalb dieses Bereiches ergibt sich für die verwendete Röhre

$$S = 1{,}65 \times 10^{-4}\ \Omega^{-1}$$
$$D = 10{,}7\ {}^0/_0$$
$$R_i = 55\,400\ \Omega$$

bei einem Heizstrom von 0,550 A. Die Beziehung

$$S D R_i = 1$$

läßt sich befriedigend verifizieren, indem aus obigen Werten folgt

$$S D R_i = 0{,}98$$

Was die Aufnahme der Diagramme anbelangt, so sei auf die Literatur verwiesen.[1])

1) Vgl. z. B. R. **Jaeger**, Jahrb. f. drahtl. Telegr. **14**, S. 361, 1919.

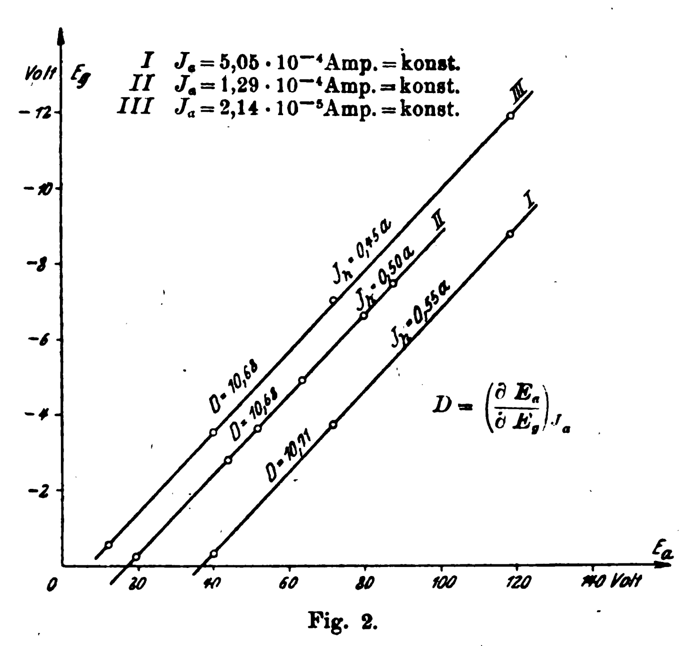


Fig. 2.

$J_r = 0{,}55$ Amp.

$R_i = \left(\frac{\partial E_a}{\partial J_a}\right)_{E_g}$

$R_{i\,max} = 55 \cdot 400\ \Omega$

$E_g = -5{,}0$ Volt

$E_g = -1{,}5$ Volt

$E_g = +5{,}0$ Volt

Volt E_a

J_a 10^{-4} Amp

Fig. 3.

§ 4. Die Röhre als Verstärker bzw. als Generator mit Fremderregung wurde in der in Fig. 4 wiedergegebenen Schaltung untersucht.

Im Gitterkreis liegt ein Schwingungskreis, dessen Kondensator C_0 mit der einen Belegung an dem geerdeten Minuspol der Kathode liegt und mit der anderen Belegung mit dem Gitter verbunden ist. Durch das Wegschlagen des Kontakthebels *I* des Helmholtzschen Pendels

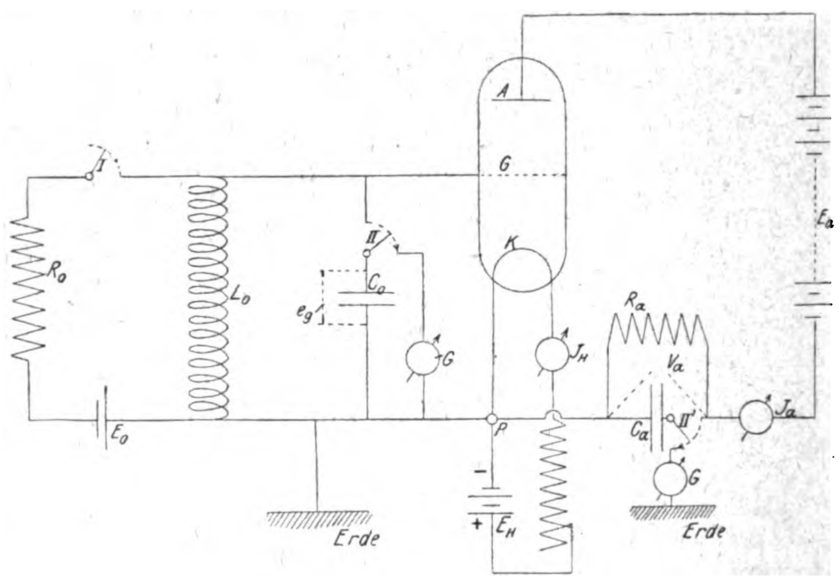


Fig. 4.

wird in diesem Schwingungskreis ein Zug gedämpfter Schwingungen ausgelöst, die die auf das Gitter wirkende Wechselspannung liefern. Der andere Kontakthebel liegt entweder vor dem Kondensator dieses Schwingungskreises (II) oder vor einem Kondensator C_a im Anodenkreis (II'), dem ein Ohmscher Widerstand R_a parallel geschaltet ist. Es ist so möglich, sowohl den Verlauf der Schwingungen am Gitter als im Anodenkreis zu verfolgen. In letzterem ist es die Spannung v_a[1]), die direkt beobachtet wird. Der Kondensator mit Parallelwiderstand im Anodenkreis ersetzt in gewissem Sinn Telephon und Blockkondensator im Anodenkreis eines Empfängers bzw. Verstärkers.

1) Barkhausenscher Bezeichnungsweise gemäß bedeutet im folgenden v_a die gesamte Spannung am Kondensator C_a, während mit $\mathfrak{v}_a$ die überlagerte Wechselspannung bezeichnet ist.

Solange v_a klein gegen E_a ist (e_a merklich gleich E_a), bewegt sich der Stromspannungspunkt nahe auf der dem Parameter E_a zugeordneten Charakteristik. Beschränkt man sich weiter auf Schwingungen im „linearen Bereich" der Diagramme, so zeigt eine leichte Rechnung, daß bei einer Gitterspannung

$$e_g = \mathfrak{E}_g e^{-\varrho t} \sin \omega t \tag{1}$$

für die Spannung V_a folgt

$$v_a = (v_a)_0 - A e^{-\sigma t} + e^{-\varrho t} (A \cos \omega t + B \sin \omega t) \tag{2}$$

Dabei bedeutet

$$A = - \mathfrak{E}_g S \frac{\sigma \omega R}{(\sigma - \varrho)^2 + \omega^2} \tag{3}$$

$$B = \mathfrak{E}_g S \frac{\sigma (\sigma - \varrho) R}{(\sigma - \varrho)^2 + \omega^2} \tag{4}$$

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_i}; \qquad \sigma = \frac{1}{R C_a} \tag{5}$$

ferner ist $(V_a)_0$ die Spannungsdifferenz V_a im Zeitmoment $t = 0$.

Die Auswertung unserer Schwingungsaufnahme Fig. 5, die obigen Bedingungen genügt, ergibt, daß der quantitative Zusammenhang der beobachteten Größen e_g und v_a bzw. $\mathfrak{v}_a$ genau dem durch die statischen Kennliniendiagramme geforderten entspricht. Die Konstanten der Schaltung waren folgende:

$$C_0 = 0{,}100 \text{ MF} \qquad C_a = 0{,}512 \text{ MF} \qquad E_a = 40 \text{ V}$$
$$L_0 = 0{,}115 \text{ H} \qquad R_a = 1000\ \Omega \qquad J_H = 0{,}550 \text{ A}$$

Aus den Konstanten der beobachteten Gitterspannung

$$e_g = - 2{,}05\, e^{-100 t} \sin \omega t; \qquad \omega = 9040$$

ergibt sich

$$A = - 0{,}0680 \text{ V}$$
$$B = 0{,}0126 \text{ V}$$

Wie man sich aus Fig. 5 überzeugen kann, läßt sich v_a bzw. die von $(v_a)_0$ aus gemessene Größe $\mathfrak{v}_a$ genau gemäß Formel (2) als Superposition eines aperiodischen Kurvenzuges vom Charakter $e^{-\sigma t}$ (Kurve 1) und einer gedämpften Schwingung mit den oben angegebenen Amplituden berechnen (Kurve 2). Abweichungen liegen in den Grenzen der Meßfehler.

§ 5. Verwickelter werden die Verhältnisse, wenn in der Charakteristik der Stromspannungspunkt die linearen Gebiete überschreitet.

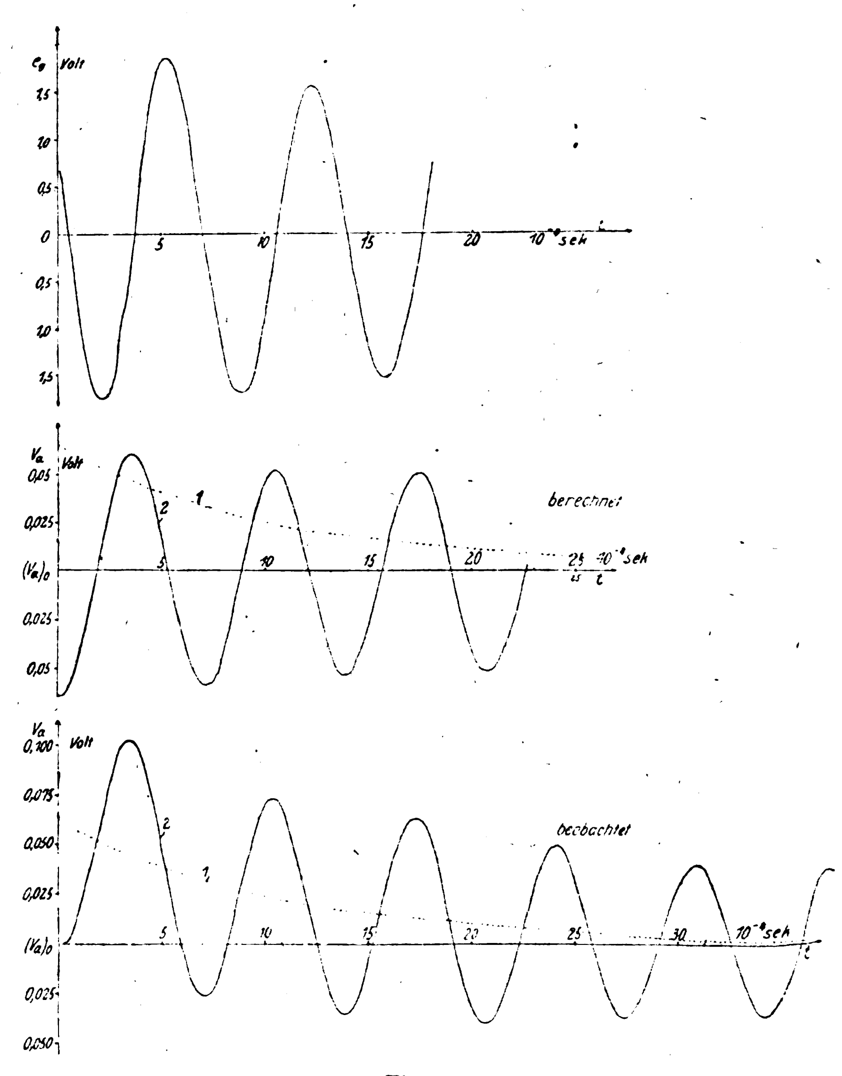


Fig. 5.

Es tritt dann in der Regel im Anodenkreis noch ein Gleichrichtereffekt auf. Ist der Anodenstrom i_a darzustellen als

$$i_a = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (A_n \cos n\,\omega\,t + B_n \sin n\,\omega\,t) \qquad (6)$$

so folgt für v_a die Differentialgleichung

$$v_a + C_a R_a \frac{d v_a}{d t} = R_a \left\{ A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (A_n \cos n\,\omega\,t + B_n \sin n\,\omega\,t) \right\} \qquad (7)$$

deren Lösung ergibt

$$\left.\begin{aligned} v_a &= \bar{v}_a + \left\{ (v_a)_0 - \bar{v}_a - R_a \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n - B_n\, n\,\omega\,\tau}{1 + n^2 \omega^2 \tau^2} \right\} e^{-\frac{t}{\tau}} \\ &+ R_a \sum_{n=1}^{\tau} \left\{ \frac{A_n - B_n\, n\,\omega\,\tau}{1 + n^2 \omega^2 \tau^2} \cos n\,\omega\,t + \frac{B_n + A_n\, n\,\omega\,\tau}{1 + n^2 \omega^2 \tau^2} \sin n\,\omega\,\tau \right\} \end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

wobei

$$\bar{v}_a = R_a A_0 \qquad \text{und} \qquad \tau = R_a C_a \qquad (9)$$

Während also zu Anfang das konstante Potential $(v_a)_0$ herrscht, besteht der Dauerzustand aus Schwingungen um das mittlere Potential

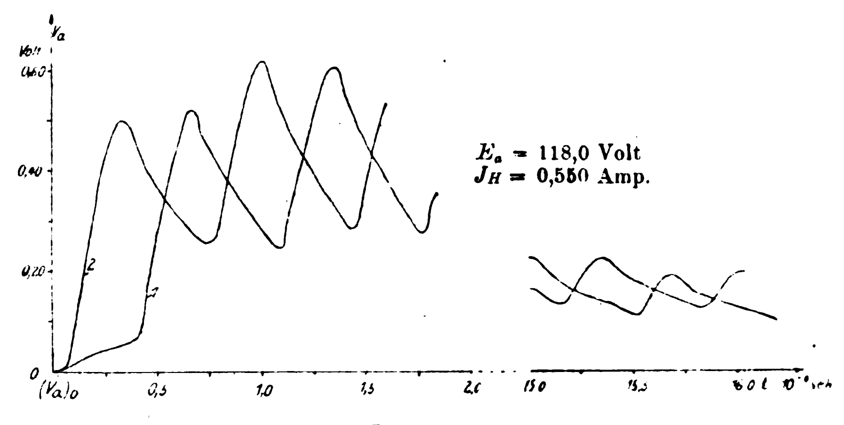


Fig. 6.

$\bar{v}_a = R_a A_0$. Diese Änderung der Gleichspannungskomponente rührt her von der Gleichrichterwirkung der Röhre, bzw. von dem Umstand, daß beim Vorhandensein von Schwingungen die Gleichstromkomponente von i_a (A_0) nicht dem Gleichstromwert J_a bei Ruhe entspricht. Je nachdem das untere oder das obere Knie der Charakteristik bevorzugt ist, stellt sich im Mittel ein Fallen oder Steigen von i_a bzw. v_a ein.

So läßt die Aufnahme in Fig. 6 einen Gleichrichtereffekt im Sinne eines fallenden Anodenstromes erkennen.

Die Anfangsspannung $(v_a)_0$ ist als Nullpunkt des Ordinatenmaßstabes für v_a gewählt. Je nachdem die Gitterspannung mit einer positiven oder negativen Halbwelle beginnt, ist der Spannungsverlauf derjenige der Kurve 1 oder 2. Die Gitterspannung hat dieselbe Amplitude wie in Fig. 4. Da sie gedämpft abklingt, kehrt auch v_a langsam zu seinem Ausgangswert zurück. Es entsteht so gewissermaßen ein Halbbogen mit übergelagerten Schwingungen, Verhältnisse, die ganz analog sind wie beim Detektorempfang gedämpfter Wellenzüge.

Im Gegensatz zu diesem Beispiel ist in Fig. 7 (Tafel I) die Anodenspannung verhältnismäßig gering und der Ausgangspunkt der Gitterschwingungen am Fuß der Charakteristik gelegen. Es findet daher im Mittel ein Steigen des Anodenstromes und damit ein Anwachsen der negativen Spannung v_a statt. In der Figur ist $\bar{v}_a$ Nullpunkt des Ordinatenmaßstabes; man beachtet das Sinken vom Anfangswert $(v_a)_0$ auf den Mittelwert $\bar{v}_a$. Auch der Anodenstrom ist angegeben, den wir mit Hilfe des beobachteten Verlaufes von e_g und v_a konstruiert haben. Es ist bemerkenswert, daß er bei verhältnismäßig großen Gitterspannungen innerhalb eines ziemlich weiten Bereiches von denselben wenig mehr abhängig ist. Es verändert sich nur langsam die Tiefe des Sattels in den i_a-Trapezen, was vor allem die Oberschwingungen beeinflußt. Infolgedessen erhalten wir für den Beginn unserer Schwingungen auch eine nahezu ungedämpfte Grundschwingung von i_a. Der Anfang der v_a-Kurve bietet dann das Bild der Superposition eines ungedämpften Wellenzuges über eine exponentiell abklingende Kurve, wie dies genau der Gleichung (8) entspricht. Daß die Oberschwingungen überdies zurücktreten, hat seinen Grund darin, daß die Kapazität C_a im Anodenkreis für die oberen Harmonischen in erhöhtem Grade als Kurzschluß wirkt. Dies läßt sich auch aus Formel (8) erkennen, wo die Größe $n^2 \omega^2$ bei den Amplituden der Oberschwingungen im Nenner steht. Der Blockkondensator hat also bei übermäßiger Verstärkung eine reinigende Wirkung auf den Ton im Telephon; es tritt in einem solchen Fall nicht die Verzerrung ein, die man vielleicht von vornherein erwarten sollte.

§ 6. Der wesentliche Vorgang bei der sogenannten Audionempfangsschaltung besteht in der Aufladung eines im Gitterkreis befindlichen Kondensators durch das Ventil Kathode—Gitter hindurch. Diesem Ventil wird in der Regel zum Ausgleich der Ladungen in den Pausen ein Nebenschlußwiderstand R_g parallel gelegt, so daß beim Empfang gedämpfter Wellenzüge die bekannten Halbbogen mit über-

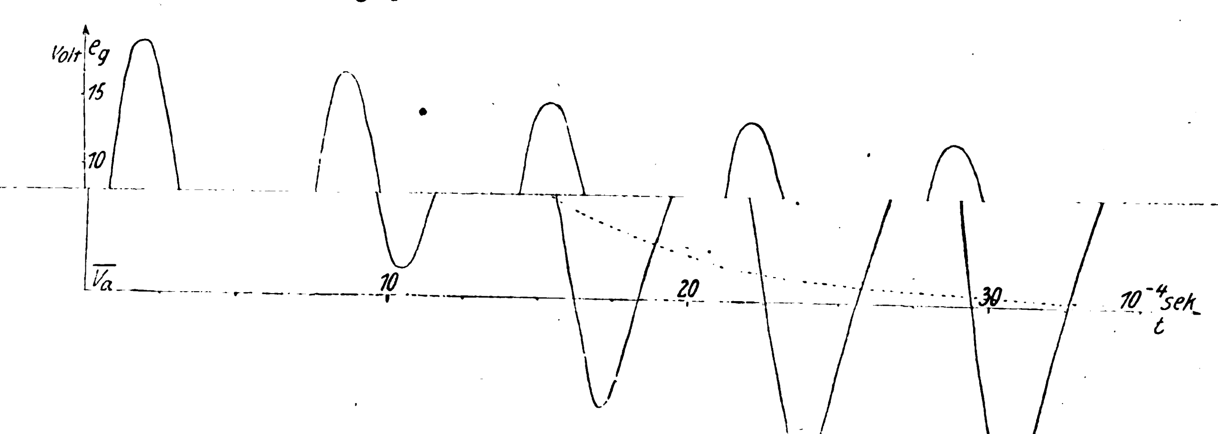


Fig. 7.

F. Tank und A. Herzog.

Verlag von M. Krayn in Berlin W 10.

gelagerten hochfrequenten Schwingungen entstehen.[1]) Mit Hilfe des Pendels lassen sich diese Vorgänge leicht studieren. Wir verwandten dazu die in Fig. 8 wiedergegebene Schaltung. Der eine Kreis, in dem der Kontakthebel I des Pendels liegt, spielt die Rolle des Kreises der

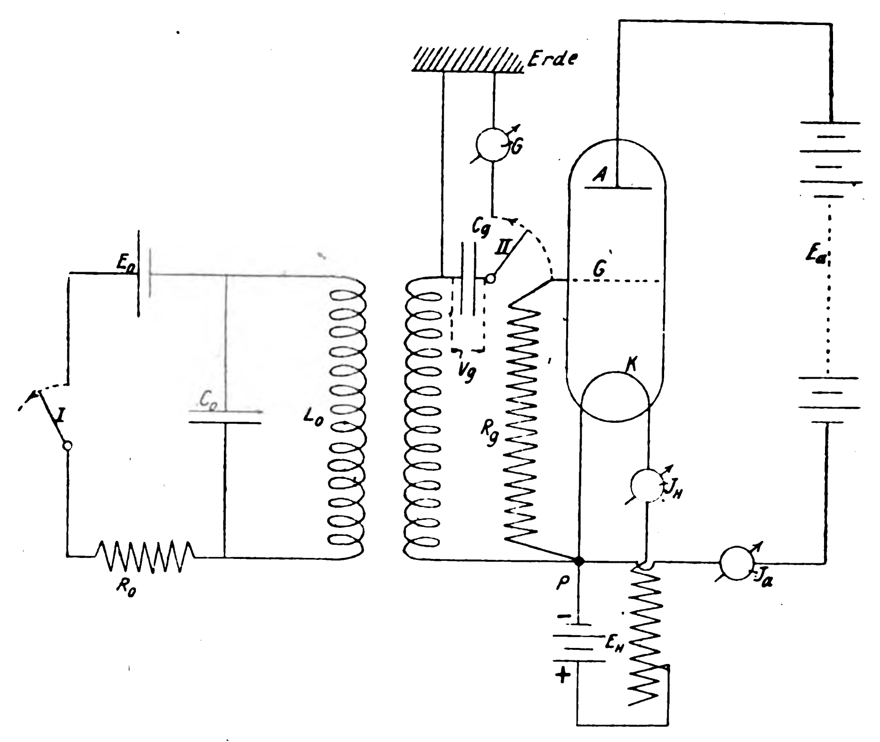


Fig. 8.

Empfangsantenne. Beim Wegschlagen des Hebels I entsteht daselbst ein Zug gedämpfter Schwingungen; um ein bestimmtes Zeitintervall später wird der Hebel II weggeschlagen, worauf die in diesem Moment vorhandene Ladung des Kondensators C_g bestimmt wird.

Bei reiner Ventilwirkung. d. h. ohne den Ausgleichswiderstand R_g erhält man als zeitlichen Verlauf der Spannung v_g am Gitterkondensator eine charakteristische Treppenkurve (Fig. 9a). Es erfolgt eine stufenweise Aufladung, deren Höhe von der Amplitude der erregenden

1) Vgl. z. B. E H. Armstrong, Electrical World 64, S. 1149, 1914.

Schwingung abhängt. Die mittlere Kurve, die man durch eine solche Treppe legen kann, hat exponentiellen Verlauf vom Charakter $e^{-\gamma t}$, wo $\gamma = 1/C_g r_i$ ist, unter r_i ein mittlerer Röhrenwiderstand zwischen Kathode und Gitter verstanden.

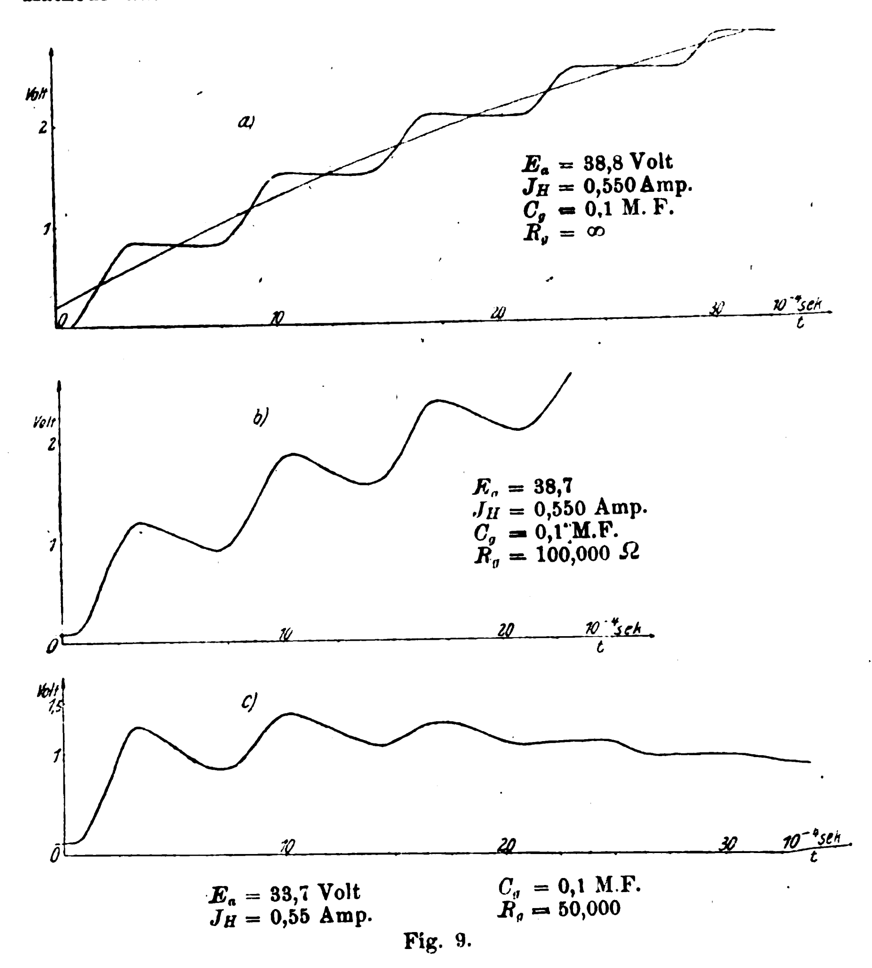


Fig. 9.

Bei Verwendung des Ausgleichswiderstandes R_g sinkt v_g entsprechend der Dämpfung des erregenden Wellenzuges mit der Zeit wieder auf seinen Anfangswert zurück. Der Vorgang ist im einzelnen ziemlich verwickelt; es handelt sich im wesentlichen um die Über-

lagerung zweier Exponentialkurven vom Charakter $+ e^{-\varrho t}$ (ϱ Dämpfungsexponent der erregenden Schwingungen) und $- e^{-\eta t}$ ($\eta = 1/R C_g$; $R = \frac{r_i R_g}{r_i + R_g}$) mit überlagerten gedämpften Schwingungen.

Die Kurven in Fig. 9 bestätigen diese Auffassung. Bei der Kurve b beträgt der Parallelwiderstand 100000 Ω. Er kommt noch nicht sehr stark zur Geltung, da der mittlere Röhrenwiderstand r_i beträchtlich kleiner ist. Der Kondensator C_g erhält daher noch nahe die mittlere Aufladung wie bei reiner Ventilwirkung. Man erkennt jedoch, wie die Treppenstufen gewellt werden und eine langsame Tendenz zur Rückkehr zur Nullachse da ist. Die folgende Kurve c zeigt die Verhältnisse bei kleinerem Parallelwiderstand (50000 Ω) und stärker gedämpften Erregerschwingungen.

Für den Praktiker haben diese Kurven insofern Interesse, als hier ein Weg gewiesen ist, auf dem sich übersehen läßt, welche Wahl der Größen C_g und R_g für bestimmte Empfangsverhältnisse, d. h. bestimmte Tonfrequenz und Dämpfung der einfallenden Wellenzüge, am günstigsten sind.

§ 7. Bekanntlich sind die Möglichkeiten für Generatorschaltungen mit Rückkopplung mannigfaltig. Wir untersuchten drei Fälle mit induktiver Rückkopplung, nämlich

a) den Fall, wo der Schwingungskreis im Gitterkreis und die Rückkopplungsspule im Anodenkreis sich befindet;

b) den Fall, wo der Schwingungskreis im Anodenkreis und die Rückkopplungsspule im Gitterkreis liegt;

c) den Fall gekoppelter Schwingungskreise, wo ein Schwingungskreis im Gitterkreis und der andere im Anodenkreis liegt (vgl. Fig. 10).

Innerhalb des linearen Bereiches der Kennliniendiagramme gestaltet sich die analytische Behandlung dieser Fälle einfach. Die Momente des Anschwingens werden häufig in diesen Bereich fallen; wir werden ihnen auch besondere Aufmerksamkeit schenken. Da die Fälle a) und b) als Spezialfälle aus dem allgemeinen Fall c) hervorgehen, möge dieser zunächst der Berechnung unterzogen werden. Wir führen die Rechnung auf denselben Grundlagen wie Vallauri,[1]) nehmen also insbesondere stromloses Gitter an, und folgen im übrigen in der

1) G. Vallauri, L'Elettrotecnica **4**, S. 43, 1917; Jahrb. f. drahtl. Telegr. **12**, S. 349, 1917.

Behandlung der Kopplungsschwingungen im wesentlichen einer von Oberbeck benutzten Methode.[1])

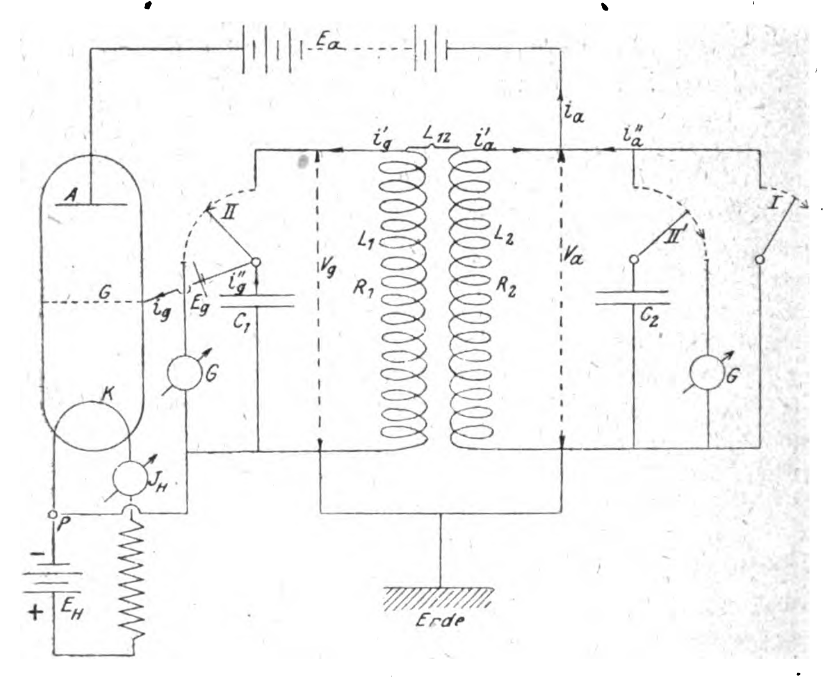


Fig. 10.

Mit Hilfe der Fig. 10 ergeben die Kirchhoffschen Sätze

$$i_g = i_g' + i_g'' = 0 \tag{10}$$

$$i_a = i_a' + i_a'' = S e_g + \frac{1}{R_i} e_a + c \tag{11}$$

$$v_a - L_2 \frac{d i_g'}{d t} - L_{12} \frac{d i_g'}{d t} i_a' R_2 = 0 \tag{12}$$

$$v_a - \frac{1}{C_2} \int i_a'' \, d t = 0 \tag{13}$$

$$v_g - L_1 \frac{d i_g'}{d t} - L_{12} \frac{d i_a'}{d t} - i_g' R_1 = 0 \tag{14}$$

$$v_g - \frac{1}{C_1} \int i_g'' \, d t = 0 \tag{15}$$

1) Wied. Ann. 55, S. 623, 1895.

$$e_a = E_a - v_a \tag{16}$$

$$e_g = E_g - v_g \tag{17}$$

Nach einigen Eliminationen erhält man für v_a und v_g die Differentialgleichungen

$$\begin{aligned} v_a\left(1 + \frac{R_2}{R_i}\right) + \frac{d\,v_a}{d\,t}\left(\frac{L_2}{R_i} + R_2\,C_2\right) + \frac{d^2 v_a}{d\,t^2}\,L_2\,C_2 + v_g\,S\,R_2 \\ + \frac{d\,v_g}{d\,t}\,S\,L_2 + \frac{d^2 v_g}{d\,t^2}\,L_{12}\,C_1 - R_2\left(S\,E_g + \frac{1}{R_i}\,E_a + c\right) = 0 \end{aligned} \tag{18}$$

$$\begin{aligned} v_g + \frac{d\,v_g}{d\,t}(S\,L_{12} + R_1\,C_1) + \frac{d^2 v}{d\,t^2}\,L_1\,C_1 + 0 + \frac{d\,v_a}{d\,t}\,\frac{L_{12}}{R_i} \\ + \frac{d^2 v_a}{d\,t^2}\,L_{12}\,C_2 = 0 \end{aligned} \tag{19}$$

Wir setzen nun

$$v_a = x + \frac{R_2\left(S\,E_g + \frac{E_a}{R_i} + c\right)}{1 + \frac{R_2}{R_i}}$$

$$v_g = y$$

Die Differentialgleichungen werden so homogen und lassen sich befriedigen durch den Ansatz

$$x = A\,e^{m\,t} \tag{20}$$

$$y = B\,e^{m\,t} \tag{21}$$

Das führt zu einer Gleichung vierten Grades in m, die wir abgekürzt schreiben wollen

$$D_4\,m^4 + D_3\,m^3 + D_2\,m^2 + D_1\,m + D_0 = 0 \tag{22}$$

Dabei ist, bis auf vernachlässigbare Glieder

$$D_0 = 1$$

$$D_1 = R_1\,C_1 + R_2\,C_2 + \left(\frac{L_2}{R_i} - S\,L_{12}\right)$$

$$D_2 = L_1\,C_1 + L_2\,C_2$$

$$D_3 = C_1\,C_2\,(L_1\,R_2 + L_2\,R_1) + \frac{C_1}{R_i}(L_1\,L_2 - L_{12}^2)$$

$$D_4 = C_1\,C_2\,(L_1\,L_2 - L_{12}^2)$$

Da diese Koeffizienten reell sind, haben wir für m zwei Paare konjugiert komplexer Lösungen zu erwarten

$$\begin{aligned} m_1 &= u + i r & m_2 &= u - i r \\ m_3 &= v + i s & m_4 &= v - i s \end{aligned} \tag{23}$$

Eine Größenabschätzung zeigt nun, daß wir uns für eine erste genäherte Bestimmung von m auf die Gleichung

$$D_4 m^4 + D_2 m^2 + D_0 = 0 \tag{24}$$

oder

$$D_4 + \frac{D_2}{m^2} + \frac{D_0}{m^4} = 0$$

beschränken können; dies kommt auf ein Unterdrücken der Dämpfungsglieder heraus und führt zu einer genäherten Bestimmung von r und s. Man erhält

$$\frac{1}{r^2} = \frac{L_1 C_1 + L_2 C_2}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{(L_1 C_1 - L_2 C_2)^2 + 4 C_1 C_2 L_{12}^2} \tag{25}$$

$$\frac{1}{s^2} = \frac{L_1 C_1 + L_2 C_2}{2} - \frac{1}{2}\sqrt{(L_1 C_1 - L_2 C_2)^2 + 4 C_1 C_2 L_{12}^2} \tag{26}$$

Aus der Theorie der gekoppelten Schwingungen ist geläufig, daß diese Ausdrücke mit den Schwingungsdauern der Kopplungsschwingungen folgendermaßen zusammenhängen

$$T_r = \frac{2\pi}{r}$$

$$T_s = \frac{2\pi}{s}$$

Wir haben nun in einer zweiten Näherung die Dämpfungsglieder zu berücksichtigen. Zu diesem Zwecke gehen wir so vor, daß wir die Ausdrücke m_1 oder m_3 bzw. m_2 oder m_4, mit obigen Werten von r und s versehen in Gleichung (22) einsetzen. Unter Vernachlässigung von Gliedern höherer Ordnung bleibt dann für u und v je eine lineare Bestimmungsgleichung übrig, die die Werte liefert

$$u = \frac{\dfrac{D_1}{r^2} - D_3}{2\left(2 D_4 - \dfrac{D_2}{r^2}\right)} \tag{27}$$

$$v = \frac{\dfrac{D_1}{s^2} - D_3}{2\left(2 D_4 - \dfrac{D_2}{s^2}\right)} \tag{28}$$

Damit haben wir auch die Dämpfungskonstanten der Schwingungen berechnet, die von besonderem Interesse sind, da sie Rechenschaft über das Einsetzen und die Schnelligkeit des Anstieges der Schwingungen geben. Je nachdem u oder v positiv oder negativ sind, wird die betreffende Kopplungsschwingung durch den Rückkopplungsvorgang aufgeschaukelt oder sie klingt gedämpft ab. Für die Spannungen am Gitter- und am Anodenkondensator sind Schwingungen zu erwarten von der Form

$$v_g = A_1 e^{ut} \cos(rt + \alpha_1) + B_1 e^{vt} \cos(st + \beta_1) \tag{29}$$

$$v_a = A_2 e^{ut} \cos(rt + \alpha_2) + B_2 e^{vt} \cos(st + \beta_2) \tag{30}$$

§ 8. Für die oben unter a) und b) angeführten Fälle der einfachen Rückkopplung eines Schwingungskreises ergibt sich im besonderen für den Fall a)

$$v_g = A_1 e^{u_1 t} \cos(r_1 t + \alpha_1)$$

$$u_1 = -\frac{S L_{12} + \dfrac{L_{12}^2}{L_1 R_i} + R_1 C_1}{2 L_1 C_1}$$

$$r_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}; \qquad T_1 = 2\pi \sqrt{L_1 C_1}$$

und für den Fall b)[1])

$$v_a = A_2 e^{u_2 t} \cos(r_2 t + \alpha_2)$$

$$u_2 = -\frac{S L_{12} + \dfrac{L_2}{R_i} + R_2 C_2}{2 L_2 C_2}$$

$$r_2 = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}; \qquad T_2 = 2\pi \sqrt{L_2 C_2}$$

Es ist interessant, diese Beziehungen an der Erfahrung zu prüfen.[2]) In Fig. 11 ist ein Beispiel für den Fall a) gegeben, der aus dem Schema Fig. 10 durch Nullsetzen der Kapazität C_2 hervorgeht. Die verwendeten Konstanten waren

$J_H = 0.550$ A	$C_1 = 0.100$ MF	$L_{12} = 0.0705$ H
$E_a = 65.5$ V	$L_1 = 0.115$ H	$L_2 = 0.214$ H
	$R_1 = 10.9\ \Omega$	

1) Dieser Fall ist schon von Vallauri l. c. durchgerechnet worden.

2) Damit überhaupt Schwingungen entstehen, muß die Rückkopplungsspule richtig geschaltet sein, d. h. L_{12} negativ gewählt werden.

Aus der Kurve lassen sich die Schwingungsdauer T_1 und der Exponent u_1 gut bestimmen; sie sind in Tabelle 1 mit den berechneten Werten zu vergleichen. Ebenso ist dort der Wert der Kapazität $(C_1)_{max}$ angegeben, bei der eben keine Schwingungen mehr entstehen.

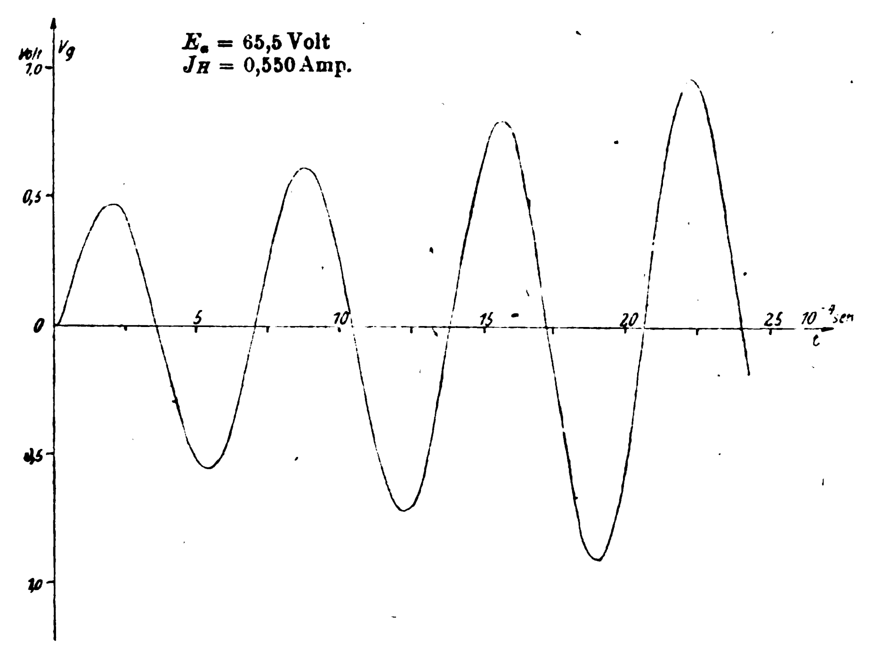


Fig. 11.

Sie entspricht dem Werte von C_1, für den der Ausdruck u_1 zu Null wird, und läßt sich mit Hilfe eines Telephons sehr genau bestimmen. Nahe dieser Grenze kann es bis zu einer halben Minute dauern, bis die Schwingung sich zu einem stationären Zustand aufgeschaukelt hat.

Tabelle 1.

	berechnet	gemessen
T_1	$6 \cdot 74 \times 10^{-4}$ sek	$6 \cdot 84 \times 10^{-4}$ sek
u_1	427	424
$(C_1)_{max}$	1.00 MF	0.95 MF

Beim weiteren Aufschaukeln der Schwingungen wird u_1 vermöge des fallenden Wertes von S kleiner und schließlich im Mittel Null.

Das entsprechende Verhalten für den Fall b) zeigt Fig. 12. Es sind die Konstanten der Schaltung

$J_H = 0.550$ A	$C_2 = 0.100$ MF	$L_1 = 0.214$ H
$E_a = 65$ V	$L_2 = 0.115$ H	$L_{12} = 0.0705$ H
	$R_2 = 10.9\ \Omega$	

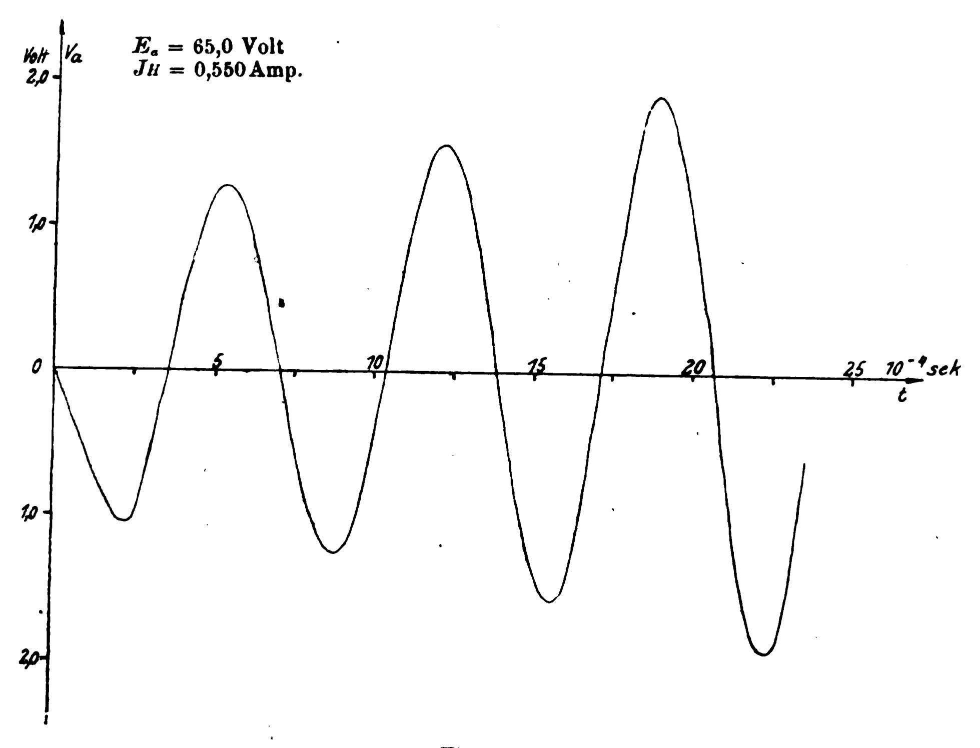


Fig. 12.

Die berechneten und gemessenen Werte von T_2, u_2 und $(C_2)_{max}$ sind in Tabelle 2 zusammengestellt.

Tabelle 2.

	berechnet	gemessen
T_2	$6 \cdot 74 \times 10^{-4}$ sek	$6 \cdot 82 \times 10^{-4}$ sek
u_2	371	365
$(C_2)_{max}$	0.88 MF	0.84 MF

§ 9. Von besonderem Interesse sind die Verhältnisse bei Verwendung gekoppelter Schwingungskreise (Fall c). Erfahrungsgemäß bildet sich von den beiden Kopplungsschwingungen in der Regel nur eine aus, während die andere entweder unterdrückt wird oder gedämpft abklingt. Damit im Zusammenhang stehen wiederum die bekannten Erscheinungen des „Ziehens", die in letzter Zeit wiederholt Gegenstand von Untersuchungen waren.[1]) Es würde sich lohnen, diesem Gebiete eine besondere Untersuchung mit Hilfe des Pendels zu widmen. Da es uns hier nur darauf ankommt, die Methode zu erläutern, beschränken wir uns auf den einen, oben erwähnten Fall, und zwar bei Resonanz der beiden Schwingungskreise. Die Formeln (27) und (28) für die Dämpfungsexponenten u und v werden dann relativ einfach und lauten

$$u = -\frac{S\sqrt{L_1 L_2}(1+\lambda) + \frac{L_2}{R_i}(1+\lambda) + (R_1 C_1 + R_2 C_2)}{4 L_1 C_1 (1+\lambda)} \tag{31}$$

$$v = -\frac{-S\sqrt{L_1 L_2}(1-\lambda) + \frac{L_2}{R_i}(1-\lambda) + (R_1 C_1 + R_2 C_2)}{4 L_1 C_1 (1-\lambda)} \tag{32}$$

dabei ist

$$\lambda = \frac{L_{12}}{\sqrt{L_1 L_2}}$$

und es möge weiterhin an die Formeln erinnert werden

$$T_r^2 = T_0^2 (1+\lambda)$$
$$T_s^2 = T_0^2 (1-\lambda)$$
$$T_0 = 2\pi\sqrt{L_1 C_1} = 2\pi\sqrt{L_2 C_2}$$

Die Gleichungen (31) und (32) lehren, daß stets nur eine der Kopplungsschwingungen, und zwar die mit dem Dämpfungsexponenten v behaftete, sich aufschaukeln kann; die andere klingt ab, da u immer negativ ist. Da jedoch das Vorzeichen von L_{12} in der Schaltung frei wählbar ist, so gehört v je nach dem Vorzeichen von L_{12} bzw. λ zur rascheren oder langsameren Koppelungsschwingung. Ist die Kopplung nur genügend eng, so erhalten wir stets eine Schwingung, aber je nach dem Vorzeichen der Rückkopplung die raschere oder langsamere.

Die Erfahrung bestätigt diese Betrachtungen in allen Einzelheiten,

---

1) Z. B. F. Harms, Jahrb. f. drahtl. Telegr. 15, 442, 1920. H. Vogel und M. Wien, Ann. d. Phys. 62, 649, 1920.

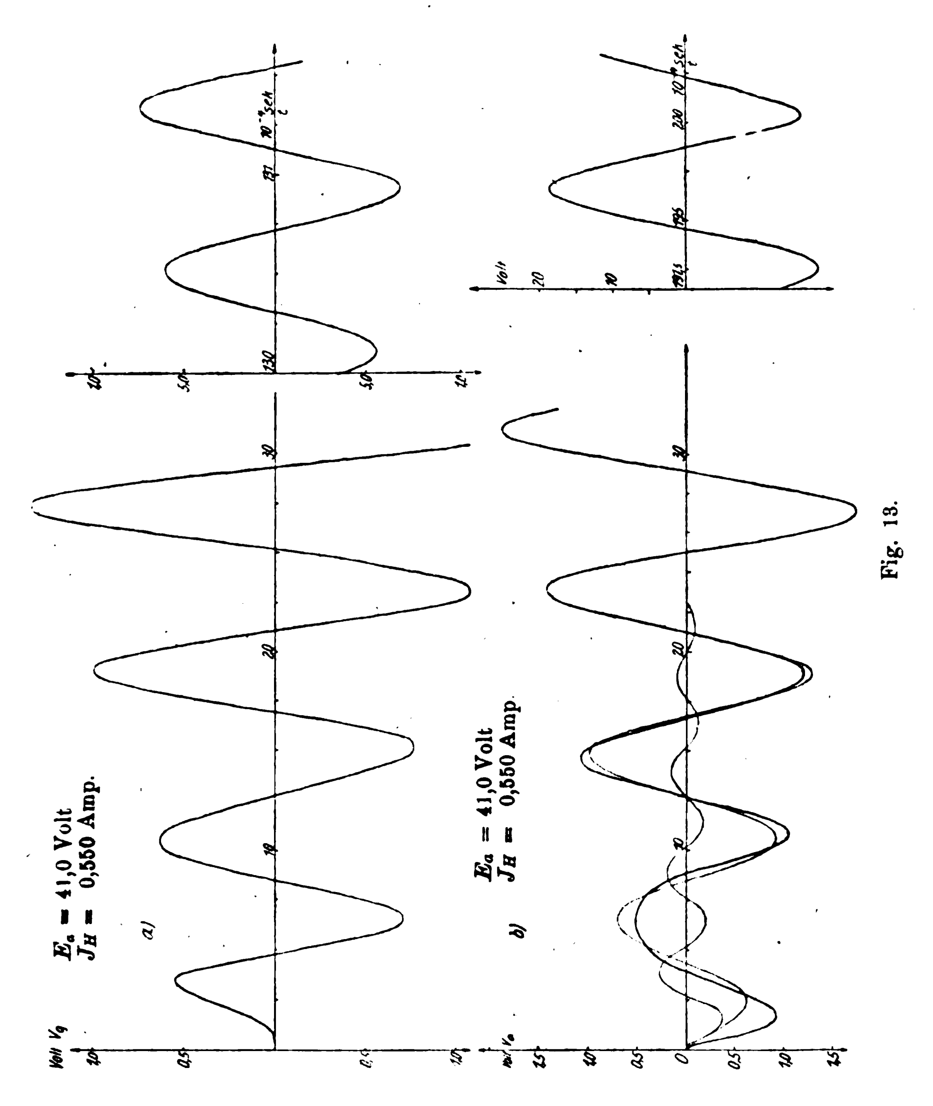


Fig. 13.

wie dies aus den Fig. 13 und 14 hervorgeht. Die Konstanten der Kreise waren folgende:

$J_H = 0.550$ A	$L_1 = 0.115$ H	$L_2 = 0.214$ H
$E_a = 41$ V	$C_1 = 0.100$ MF	$C_2 = 0.054$ MF
$L_{12} = 0.0705$ H	$R_1 = 10.9\ \Omega$	$R_2 = 23.4\ \Omega$

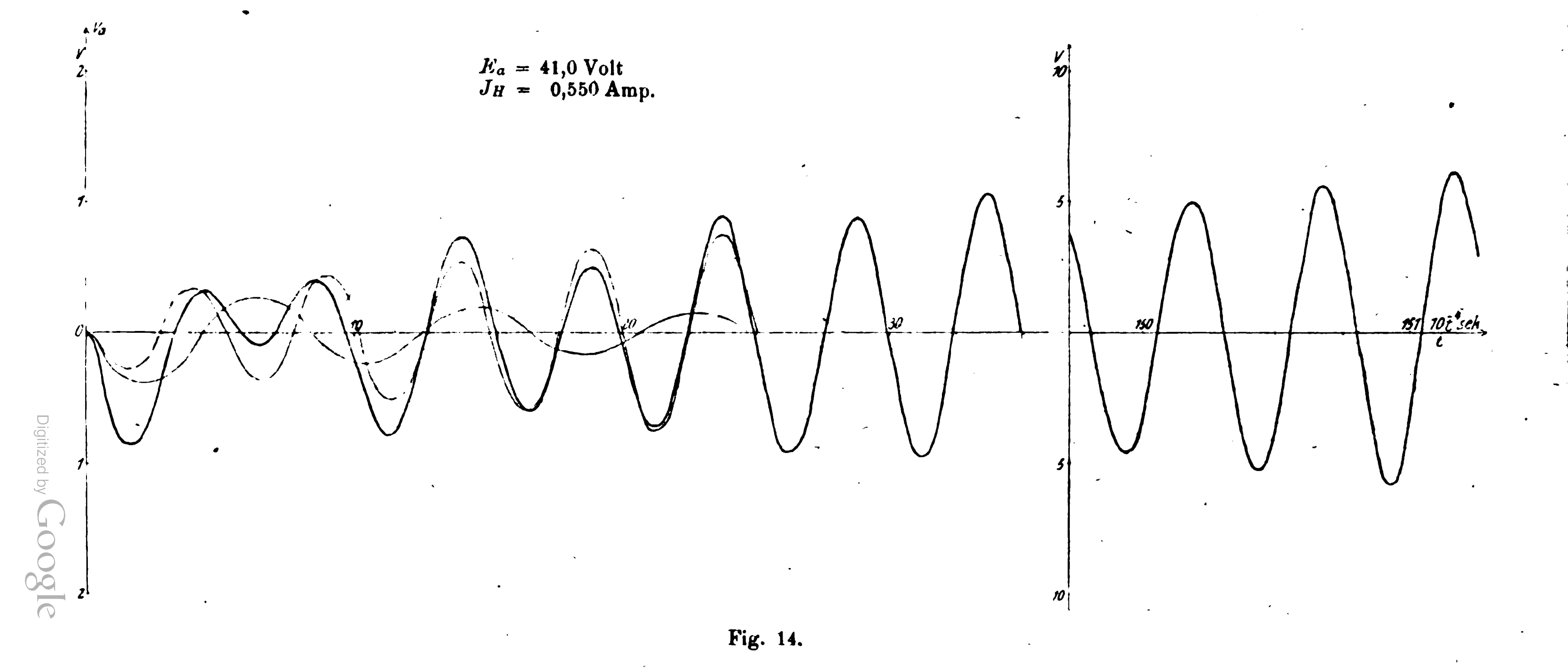

E_a = 41,0 Volt
J_H = 0,550 Amp.
V_a
V
2
1
0
1
2
10
20
30
V
10
5
5
10
150
151
10^{-4} sek
t

Fig. 14.

Die Kurven in Fig. 13 zeigen das Ansteigen der Spannung am Gitterkondensator (a) und am Anodenkondensator (b) für die langsamere Kopplungsschwingung, also für negatives L_{12}. Es ist deutlich zu erkennen, wie sich aus der anfänglichen Superposition der abklingenden schnelleren Welle und der exponentiell aufsteigenden langsameren letztere allmählich rein herausarbeitet. In der Kurve b ist die Zerlegung der beobachteten Schwingung in die beiden Komponenten vorgenommen.

Die raschere Kopplungsschwingung erhält man, wenn L_{12} positiv gewählt wird. Die entsprechende Aufnahme ist in Fig. 14 wiedergegeben; auch hier sind am Beginn die beiden Komponenten eingezeichnet.

Die verschiedenen Größen, die einen bequemen Vergleich mit der Erfahrung erlauben, sind in Tab. 3 zusammengestellt. Über die Größen u und v ist zu bemerken, daß u zur Schwingungsdauer T_r und v zur Schwingungsdauer T_s gehört und daß ihre Bestimmung aus den aufgenommenen Kurven etwas heikel ist. Die Übereinstimmung in berechneten und gemessenen Verhältnissen aufeinanderfolgender Amplituden wird prozentuell bedeutend besser.

Tabelle 3.

	berechnet	gemessen	Bemerkungen
T_0	$6 \cdot 74 \times 10^{-4}$ sek	—	
T_r	$5 \cdot 01 \times 10^{-4}$ sek	$4 \cdot 96 \times 10^{-4}$ sek	L_{12} neg. Fig. 13
T_s	$8 \cdot 12 \times 10^{-4}$ sek	$8 \cdot 07 \times 10^{-4}$ sek	
u	-720	-700	
v	$+430$	$+430$	
T_r	$8 \cdot 12 \times 10^{-4}$ sek	$8 \cdot 07 \times 10^{-4}$ sek	L_{12} pos. Fig. 14
T_s	$5 \cdot 01 \times 10^{-4}$ sek	$4 \cdot 96 \times 10^{-4}$ sek	
u	-650	(-550)	
v	$+370$	$+360$	

Es bieten sich nun von selbst eine Reihe weiterer Probleme, deren Behandlung mit dem Pendel erfolgreich in Angriff genommen werden kann, wie die Diskussion der stationären Amplituden, der Phasenverhältnisse, des gleichzeitigen Aufschwingens beider Kopplungsschwingungen, besonderer Schaltungen zur Vermeidung des „Ziehens" usf. An dieser Stelle möge es uns genügen, die Methode entwickelt und zur Klärung einzelner wichtiger Punkte beigetragen zu haben.

Die vorliegende Arbeit wurde mit Mitteln durchgeführt, die die Stiftung für wissenschaftliche Forschung an der Universität Zürich dem Physikalischen Institut der Universität zur Verfügung stellte.

Es sei uns gestattet, für diese zuvorkommende Unterstützung unseren herzlichsten Dank auszusprechen.

Ebenso sind wir dem Direktor des Instituts, Herrn Prof. Dr. Edgar Meyer, für die Bereitwilligkeit, mit der er uns in jeder Hinsicht entgegenkam, zu besonderem Dank verpflichtet.

Zürich, September 1920 (Physikalisches Institut d. Universität).

Referate.

Angelika Székely, „Beobachtungen an elektrolytischen Detektoren". (Aus dem physikalischen Institut der Universität Graz, Sitzb. d. Akad. d. Wiss. in Wien, Abt. IIa, CXXVIII, S. 1377—1400, 1919.)

Brandes (Elektrot. Ztschr. 1906, S. 1015) hat gezeigt, daß die Wirkung der elektrolytischen Detektoren auf Grund ihrer Gleichstromcharakteristik als Gleichrichterwirkung gedeutet werden kann. Ludewig (Jahrb. f. drahtl. Telegr. **3**, S. 411, 1909) hat sich gegen diese Erklärung aus der statischen Charakteristik gewendet, wohl deshalb. weil bei Anlegung einer Spannung an die Zelle die Polarisation eine gewisse Zeit zu ihrer Ausbildung braucht, die um so mehr ins Gewicht fällt, je größer die Polarisationskapazität der Elektrode und je kleiner die Periode des Wechselstromes ist. Da nach Pierce (Phys. Rev. **29**, S. 56, 1909) bei sehr feinen Spitzen die Polarisationskapazität nur geringen Einfluß hat, hält es die Verfasserin jedoch für berechtigt, den auftretenden Gleichstrom an der Hand der Gleichstromcharakteristik als reine Gleichrichterwirkung aufzufassen. „Wenn bei maximaler Polarisation der kleinen Elektrode die Zelle mit Wechselstrom beschickt wird, so wird die Phase des Wechselstromes, welche die vorhandene Polarisation zu vergrößern sucht, gut durchgelassen, da der Höchstwert der Polarisation schon erreicht ist und nicht überschritten werden kann, die entgegengesetzte Phase aber wird beträchtlich abgedrosselt. Während der Dauer des Wechselstromes ist also eine Verstärkung des Reststromes zu beobachten. Eine Beschreibung des Phänomenes durch die Angabe: die Zelle wird teilweise depolarisiert, ist zwar verführerisch, scheint mir aber den wahren Sachverhalt zu verdecken." Nach dieser Auffassung der Verfasserin müßte bei nicht vollständiger Polarisation der kleinen Elektrode bisweilen eine Schwächung des Reststromes gefunden werden, was sie durch den Versuch bestätigt fand. Die Verfasserin verwendet elektrolytische

Detektoren nach Schlömilch[1]) und Jégou (C. R. **146**, S. 1256, 1908; Jahrb. f. drahtl. Telegr. **7**, S. 460, 1913; Zn-Amalgam und feine Pt-Spitze in konzentrierter Schwefelsäure).

Von beiden Detektoren wurden die Gleichstromcharakteristiken aufgenommen, jeder Ast (Wasserstoff—H—, Sauerstoff—O—) für sich, von kleinen Stromstärken aus kontinuierlich steigend.

Die Versuchsanordnung für die Untersuchung der Zelle Z mit Hochfrequenz (H) und Niederfrequenz (N) ist aus der Fig. 1 ohne

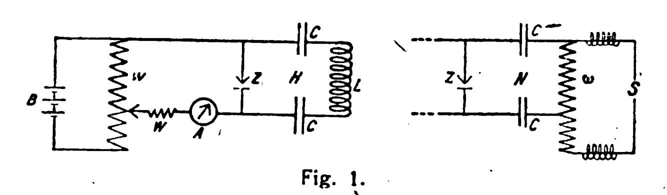


Fig. 1.

weiteres ersichtlich. Zur Erzielung vergleichbarer Beobachtungen bei Zellen mit Hilfsspannungen (B) muß der Widerstand der stark gezeichneten Teile möglichst konstant gehalten werden. Es wurde ein Differentialgalvanometer (G) verwendet; der durch die eine Windung fließende Reststrom wird durch einen Hilfsstrom in der zweiten Windung kompensiert. Diese Nullmethode gestattet daher die Schwankungen selbst eines starken Reststromes (Detektorwirkung) mit dem empfindlichen Galvanometer zu bestimmen.

Detektoren mit Eigenspannung (Jégou) können direkt in den Schwingungskreis geschaltet, der entstehende Gleichstrom durch ein der Kapazität parallel gelegtes Galvanometer (Telephon) angezeigt oder die Spannung am Detektor elektrometrisch bestimmt werden.

In Fig. 2 (Schlömilch) und Fig. 3 (Jégou) sind als Ordinaten die elektrometrische Klemmenspannung am Detektor, als Abszissen die mit einem Hitzdrahtinstrument gemessenen Stromstärken eingetragen. Die so gewonnenen Charakteristiken H, O beziehen sich auf verdünnte, H′, O′ auf konzentrierte Schwefelsäurefüllung. Wegen der näheren Diskussion, sowie hinsichtlich der Beobachtungen bei Überlastung der Zellen (Nachwirkung, Erholung) muß auf die Originalarbeit verwiesen

1) Die empfindliche Pt-Spitze war durch Ausziehen eines in Glas eingeschmolzenen Pt-Drahtes gebildet. Die Einschmelzstelle wurde ausgezogen, abgeschnitten, am Ende wieder zugeschmolzen und mit Flußsäure abgeätzt, bis eine eingeschaltete Glocke läutete. Dieselbe Spitze konnte auch bei dem Jégou-Detektor benutzt werden.

werden. Verunreinigung der Säure kann zu ganz unregelmäßigen Verzerrungen der Kurven führen.

Aus den statischen Charakteristiken Fig. 2, 3 läßt sich folgern: Die Schlömilchzelle mit verdünnter Säure (H, O) muß bei etwa 2 Volt

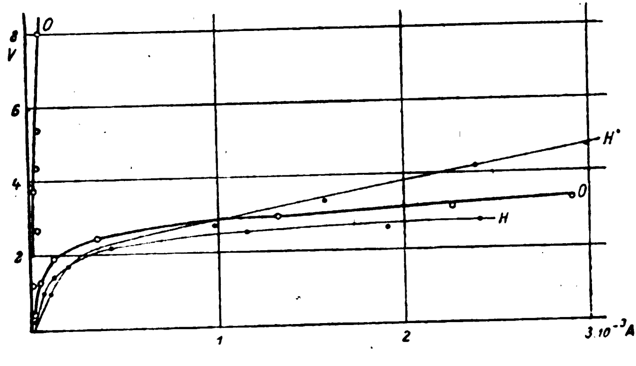


Fig. 2.

Hilfspannung nach beiden Richtungen die beste Gleichrichterwirkung zeigen, jedoch stärker in jener Richtung, für welche die Krümmung des Astes die größere ist. Für konzentrierte Säure (H′, O′), wo

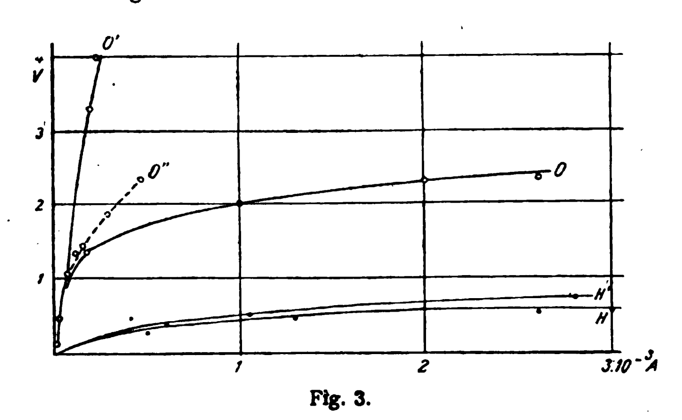


Fig. 3.

scharfe Krümmungen fehlen, kann die Gleichrichterwirkung nach beiden Richtungen nur gering sein. — Der Jégoudetektor muß ohne Hilfsspannung (und zwar ziemlich gleich gut für verdünnte und konzentrierte Füllung) eine sehr gute Wirkung haben. Die scharfe Krümmung der Charakteristik im Nullpunkte wird besonders deutlich, wenn

der H- und O-Ast getrennt im I. und III. Quadranten gezeichnet wird. Aber auch bei kleinen Hilfsspannungen in der H-Richtung und 3—4 Volt in der O-Richtung muß die Zelle gut gleichrichten. Die Verfasserin hat durch ihre Untersuchungen an Schlömilch- und Jégouzellen mit verschiedenen Hilfsspannungen, bei verschiedener Belastung und mit niederfrequentem Wechselstrome diese Folgerungen im allgemeinen bestätigt gefunden.

In Fig. 4 (Schlömilch, verd. Säure) und Fig. 5 (Jégou, konz. Säure) sind als Abszissen die Restströme, als Ordinaten ihre durch Gleichrichterwirkung entstandenen Schwankungen eingetragen (Emp-

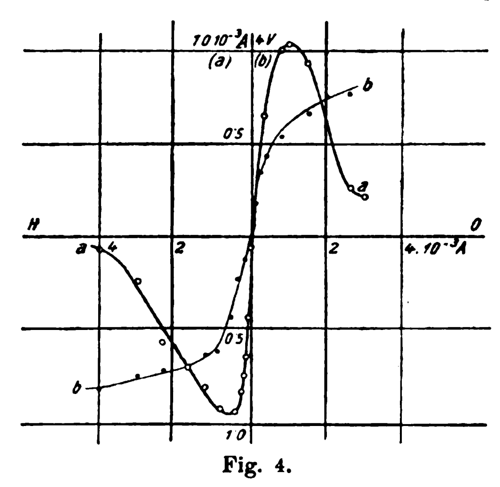


Fig. 4.

findlichkeitskurven). Die entsprechenden Charakteristiken sind schwach gezeichnet. Schon eine oberflächliche Vergleichung der Empfindlichkeitskurven und Charakteristiken bestätigt die Brandessche Auffassung. Fig. 5 zeigt insbesondere auch die oben erwähnte Folgerung der Verfasserin über gelegentliche Schwächung des Reststromes bestätigt. — Der Schlömilchdetektor verliert bei steigender Hilfspannung seine Empfindlichkeit rascher, wenn der positive, als wenn der negative Pol an der kleinen Elektrode liegt; daher scheint für die Praxis die „positive" Hilfspannung besser geeignet.

Folgende Erscheinungen lassen sich nach der Verfasserin nicht mehr auf die statische Charakteristik gründen: Die Empfindlichkeit der Schlömilch- und Jégoudetektoren steigt zwar mit steigender Wechselspannung, bis diese den Betrag von etwa 2 Volt erreicht; darüber hinaus schwankt aber der „Gleichstrom" unregelmäßig zwi-

schen hohen Werten und minimalen Beträgen. Der Jégoudetektor liefert bei längerer Wechselbelastung (infolge Veränderung der Elektrode) keinen konstanten „Gleichstrom".

In ihrer Arbeit über Kontaktdetektoren (Sitzb. d. Akad. d. Wiss. in Wien, CXXVII, 1918; Referat im Jahrb. f. drahtl. Teleg. **14**, S. 296, 1919) ist die Verfasserin zu der Auffassung gelangt, daß die Wirkung der Kontaktdetektoren als Gleichrichterwirkung in den kleinen galvanischen Elementen an der feuchten Berührungsstelle zu deuten sei. Auf Grund ihrer jetzt vorliegenden Untersuchungen an elektrolytischen Detektoren verweist sie zur Stütze ihrer Auffassung der Kontakt-

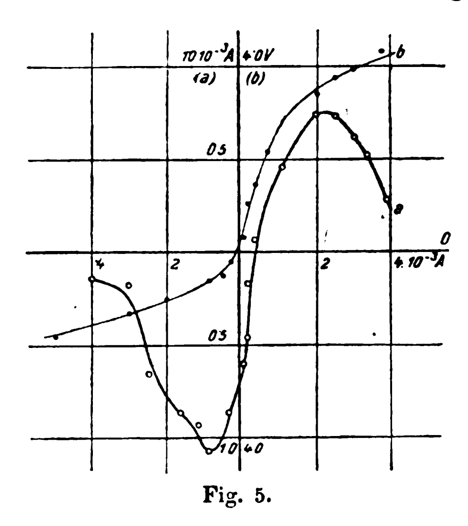


Fig. 5.

detektoren auf die für beide Typen bestehende Gleichheit der Charakteristiken und der Unregelmäßigkeiten bei höheren Spannungen, auf die Empfindlichkeitsänderungen bei längerer Belastung und das Zutreffen der Brandesschen Folgerung über die maximale Empfindlichkeit an Stellen stärkster Krümmung der Charakteristik, wofür auch in der vorliegenden Arbeit am Bleiglanz-Graphitdetektor ein neuer experimenteller Beweis erbracht wird. Außerdem wird auf die Arbeit von M. J. Huizinga (Proc. Amst., vol. XXI, No. 9) Bezug genommen, wo die Elektrolyse an der Kontaktstelle eines Molybdändetektors unmittelbar sichtbar gemacht wird. Josef Geitler, Graz.

Robert Ettenreich, Reaktionszeit von Kontaktdetektoren. I. Teil. (Aus dem I. physikal. Institute der Universität in Wien;

Sitzb. der Akad. d. Wiss. in Wien, Abt. IIa, CXXVIII., S. 1169—1200. 1919. Mit 22 Textfiguren.)

Der Kontaktdetektor folgt bekanntlich nicht dem Ohmschen Gesetze, d. h. der Strom erweist sich (vgl. die bekannten Charakteristiken) nicht als lineare Funktion der Spannung. Die Frage nach der Ursache dieser Erscheinung ist bisher nicht endgültig gelöst. Die Frage kann folgendermaßen gefaßt werden: Ist die Abweichung vom Ohmschen Gesetze a) durch sekundäre elektromotorische Kräfte (thermoelektrischer, elektrolytischer Natur) verursacht, oder b) wechselt der Widerstand mit Größe und Richtung der angelegten Spannung? Im Falle a) sind Trägheitserscheinungen zu erwarten, da zwischen dem Anlegen (Abschalten) der ursprünglichen und dem Entstehen (Abklingen) der sekundären Spannung eine gewisse Zeit verstreichen muß. Nimmt man für das Abklingen ein exponentielles Gesetz an, so ist

$$v' = v'_0 \cdot e^{-\frac{t}{R}}$$

wenn v' die sekundäre Spannung, v'_0 ihr Wert zur Zeit $t = 0$, R die „Reaktionszeit" bedeutet. Da ein momentanes Ein- und Ausschalten experimentell nicht möglich ist, wird der Fall einer Wechselspannung von der Schwingungsdauer T betrachtet. 1. Grenzfall: $R \ll T$. Dann ist die dynamische Charakteristik identisch mit der statischen, eine angelegte Spannung $v = V \cdot \sin t$ erzeugt einen von einem Gleichstrom überlagerten Wechselstrom, dessen auf den Gleichstrom als Achse bezogenen positiven und negativen Hälften flächengleich, aber nicht kongruent sind. Jede Halbwelle für sich ist symmetrisch, Strom und Spannung sind in Phase. Im Augenblicke $t = 0$ des Strommaximums sind alle Oberwellen in Amplitude, die Fourierreihe enthält nur cos-Glieder. Dieser Fall der trägheitslosen Sekundärspannung ist von einer trägheitslosen Widerstandsänderung nicht zu unterscheiden. 2. Grenzfall: $R \gg T$. Die sekundäre EMK. folgt den Schwankungen nicht, sondern behält dauernd einen gewissen Wert. Der durch sie erzeugte Strom überlagert sich nur dem durch die sinusförmige Wechselspannung hervorgerufenen sinusförmigen Wechselstrom. An Stelle der Charakteristik tritt das Ohmsche Gesetz. Die Halbwellen sind kongruent, Strom und Spannung in Phase, die Fourierreihe enthält nur das konstante Glied i_0 und die Grundwelle. Dies wäre der der thermoelektrischen Auffassung entsprechende Fall. — Komplizierter sind die Erscheinungen, wenn R und T von ähnlicher Größenordnung sind. Der Verfasser hat sich die Aufgabe gestellt,

die Größenordnung von R und im Zusammenhange damit die Änderung der Charakteristik mit T experimentell zu untersuchen.

Eine obere Grenze für R ergibt sich zunächst aus der Praxis der drahtlosen Telegraphie. Funkenfolgen von 1000 bis 5000 pro Sekunde geben kräftige, reine Töne im Telephon. R kann daher höchstens von der Ordnung des Intervalles zwischen den gedämpften Wellenzügen der einander folgenden Funken sein, somit $R \leqq 10^{-4}$ sec. Zur weiteren Einengung von R benutzt der Verfasser folgende Schwebungsmethode: Zwei ungedämpfte Audionsender induzieren den gleichen aperiodischen Kreis, der den Detektor (mit parallelgeschalteten Stromschlüssel) und eine Koppelungspule enthält, die auf einen Wellenmesser wirkt. Die Resonanzlagen werden im Wellenmesser an einem passend geschalteten Drehspulengalvanometer bestimmt. Die Einzelheiten der Apparatur werden in einem später erscheinenden II. Teile zusammengestellt werden. Die Audionsender mit den Wellenlängen λ_1 und λ_2 bzw. Frequenzen ν_1 und ν_2 geben im Detektorkreise Schwebungen der Frequenz $\nu_1 - \nu_2$. Ist der Stromschlüssel im aperiodischen Kreise geschlossen, so zeigt der Wellenmesser nur bei ν_1 und ν_2 Resonanz, ist er geöffnet, so tritt auch bei $\nu_1 - \nu_2$ (entsprechend einer Wellenlänge $\frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}$) eine Resonanzstelle auf, d. h. jeder Schwebungszug gibt im Detektor einen Gleichstromstoß, und R kann höchstens von der Größenordnung $\nu_1 - \nu_2$ sein. Wird z. B.

$$\lambda_2 = 480\,\text{m}\ (\nu_2 = 62{,}3 \cdot 10^4\,\text{sec.}^{-1})$$

festgehalten und

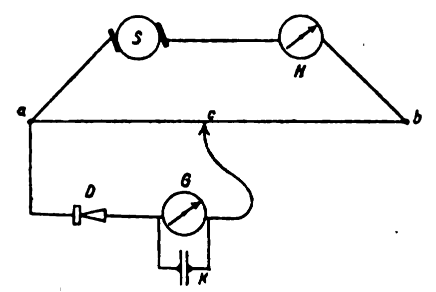
$$\lambda_1 \text{ von } 450\,\text{m bis } 270\,\text{m}$$

geändert, so ändert sich $\nu_1 - \nu_2$ von $4{,}4 \cdot 10^4$ bis $48{,}7 \cdot 10^4$ pro sec. Für den benutzten Bleiglanz-Nickelindetektor ist daher $R \leqq 2 \cdot 10^{-6}$ sec. Sonach ist es wahrscheinlich, daß die statische Charakteristik bis zu Frequenzen von 10^5 pro sec. anwendbar ist.

Da es von besonderem Interesse ist, ob die Charakteristik stetig durch den Nullpunkt geht, oder dort geknickt ist, stellte der Verf., weil in der Literatur für sehr kleine pos. und neg. Spannungen keine Angaben vorliegen, darüber eigene Untersuchungen mit einer Brückenschaltung an, die einen stetigen Übergang von pos. zu neg. Spannungen gestattet. Als Galvanometer diente ein photographisches Registrierinstrument, das die Aufnahme der Charakteristik binnen einer Minute ermöglichte. Für größte Genauigkeit wurde die punktweise Bestimmung herangezogen. Die vielen vom Verf. aufgenommenen Kurven,

von denen einige in der Arbeit wiedergegeben sind, verlaufen vollkommen stetig durch den Ursprung. Von einer Ventilwirkung, d. h. einer den Stromrichtungswechsel begleitenden plötzlichen Widerstandsänderung kann daher keine Rede sein. Im allgemeinen können vier Teile an der Charakteristik unterschieden werden. Die beiden jenseits etwa + 0,6 Volt und — 1,4 Volt liegenden Teile, die einer Überlastung entsprechen, sind nicht reproduzierbar. Der Strom in der „undurchlässigen" Richtung (zwischen etwa — 1,4 und 0 Volt) hat eine sehr flache Wendestelle, und schließt sich sehr eng einer Geraden (negative Asymptote) an. Der Teil zwischen 0 und etwa +, 0,6 Volt schmiegt sich gut einem Parabelbogen an. Die Tangente im Ursprung an die Charakteristik gibt den „wahren" Widerstand des Detektors im unbelasteten Zustande.

Mit Hilfe der aus der Fig. 1 ersichtlichen Schaltung (*acb* Schleifdraht, *S* Stromquelle, *H* Hitzdrahtinstrument, *D* Detektor,



Schaltung zur Aufnahme der Gleichstromkomponente.
Fig. 1.

G Drehspulengalvanometer, *K* Kondensator) wurde die Gleichstromkomponente als Funktion der Spannungsamplitude (Verschiebung von *c*) und der Frequenz (*S*: Gleichstrom, 50periodiger Wechselstrom, Hochfrequenzstrom) untersucht. Für den Perikon-, den Bleiglanz-Nickelin- und den Pyrit-Bronzedetektor ergab sich eine aus den mitgeteilten Kurven der Gleichstromkomponente als Funktion der Spannungsamplitude ersichtliche vollkommene Unabhängigkeit dieser Komponente von der Frequenz (Gleichstrom, 50periodiger Wechselstrom, $\nu = 12 \cdot 10^4$, $\nu = 20 \cdot 10^4$, $\nu = 10^6$ pro sec.). Dies ist eine weitere notwendige, wenn auch nicht hinreichende Stütze für die Ansicht, daß $R < 10^{-6}$ sec.

Aus Überlegungen, wegen welcher auf die Originalarbeit verwiesen sei, folgt, daß die Untersuchung der Änderung der Gleich-

stromkomponente bei Anlegung einer Hilfsspannung an den Detektor darüber Aufschluß geben kann, ob, wie dies etwa der thermoel. Theorie entspricht, $R \gg T$ und die Gleichstromkomponente nur eine Funktion des Integralwertes der vernichteten Schwingungsenergie ist, oder ob die gemachte Annahme $R \ll T$ zutrifft. Im ersteren Falle müßte sich wegen der Hilfsspannung nur eine Parallverschiebung der Gleichstromkomponentenkurve (als Funktion der Spannung gedacht) in der Richtung der Ordinatenachse, im letzteren Falle, $R \ll T$, eine wesentliche Verbreiterung der Kurve, grob gesprochen ihre Verschiebung in Richtung der Abszissenachse, ergeben. Der Versuch entscheidet für $R < T$. Die erwartete Verbreiterung tritt deutlich zutage und steht in quantitativer Übereinstimmung mit der statischen Charakteristik. Da diese Ergebnisse auch für $\nu = 10^6$ pro sec. erhalten wurden, so folgt wieder $R < 10^{-6}$ sec.

„Da die dynamische Charakteristik also noch bei den Frequenzen der drahtlosen Telegraphie identisch ist mit der statischen, kann das gesamte Verhalten eines Detektors aus seiner statischen Charakteristik hergeleitet werden. Sie sollte daher auch bei der Wahl des Detektors maßgebend sein." — Von den vom Verf. angeführten Beispielen seien erwähnt: Für sehr geringe ankommende Spannungsamplituden wird man einen Detektor wählen, dessen Charakteristik einen möglichst kleinen Krümmungsradius hat. Wenn dieser nicht im Ursprung liegt, so läßt sich die „Gleichrichterwirkung" bekanntlich durch eine passende Hilfsspannung (gleich der Ordinate der stärkst gekrümmten Stelle der Charakteristik) verbessern. Durch Anlegen einer entsprechenden Hilfsspannung (etwa 0,2 Volt) in der Durchlaßrichtung läßt sich der meist ziemlich hohe „Ursprungswiderstand" (für Bleiglanz-Nickelin etwa 15000 Ohm, Perikon 3000 Ohm) auf einen Mittelwert von etwa 100 Ohm herabsetzen.

Der II. Teil der Arbeit soll eine Analyse der Oberschwingungen im Detektorkreise und Beobachtungen am Helmholtzschen Pendelunterbrecher bringen. Josef Geitler, Graz.

K. Zickler, Die Berechnung des Wechselstromwiderstandes von massiven Eisenleitern beliebiger Querschnittsform. (Elektrotechnik u. Maschinenbau, Wien, XXXVIII, S. 165—170, 1920.)

Im Anschlusse an seine Arbeit über den Wechselstromwiderstand von Eisenleitern von kreisförmigem Querschnitt, über die in diesem Jahrbuch Bd. **15**, S. 486, 1920 berichtet wurde, wendet Verf. seine

dort mitgeteilten Formeln für R_w/R_g auf den Fall beliebigen Querschnittes an, wobei die Größe

$$\varkappa = 2 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{F}{U} \sqrt{\frac{f \cdot \mu}{\varrho}}$$

gesetzt wird. Hier bedeutet F die Fläche des Leiterquerschnitts in cm², U dessen Umfang in cm. Die andern Buchstaben haben die alte Bedeutung. Die für μ maßgebende mittlere Randfeldstärke $\mathfrak{H}$ setzt Verf. $= 1{,}257 \cdot \frac{I}{U}$, wo I die effektive Wechselstromstärke bedeutet. An der Arbeit von A. E. Kennelly, F. H. Achard und A. S. Dana „Experimentelle Untersuchungen über den Skineffekt in Stahlschienen (Journ. of the Franklin Inst. **182**, 1916) wird gezeigt, daß die Formeln des Verf. eine für praktische Zwecke genügende Annäherung geben. Die Wechselströme hatten 60 und 25 Perioden/sec. Verf. gibt weiterhin praktisch genügende Näherungsformeln für die Gesamt-Wechselspannung und den Wechselstrom-Selbstinduktionskoeffizienten für Leiter beliebigen Querschnittes an. Er schließt mit einer kritischen Besprechung der dasselbe Thema behandelnden Arbeit von L. Truxa (Arch. f. Elektrot., **8**, S. 137, 1919).

Josef Geitler, Graz.

F. Niethammer (Prag), „Flußverdrängung und Stromverdrängung". (Elektrotechnik und Maschinenbau, Wien, **38**, S. 141, 1920.)

Verf. weist auf die großen Abweichungen hin, die sich zwischen den von J. J. Thomson (1892) für die Verdrängung des magnetischen Wechselflusses in Blechen und von Lord Kelvin (1890) für die Stromverdrängung in kreisrunden Drähten gegebenen Theorien und der Erfahrung ergeben haben, und die für Fe-Drähte und -Bleche Fehler bis 1000 %, für Cu-Leiter etwa 20 % betragen können. Unter Zugrundelegung obiger Theorien und Benützung von Arbeiten von Broca und Jouast (Compt. Rendus 1905 und 1916) untersucht Verf. für Bleche und Leiter von rechteckigem Querschnitte zur Aufklärung der erwähnten Abweichungen die verschiedenen in der Theorie gemachten Vernachlässigungen. Er kommt dabei zu dem Schlusse, daß für die Flußverdrängung die Vernachlässigung der magnetischen Hysterese nicht von erheblicher Bedeutung ist. Die Berücksichtigung der veränderlichen Permeabilität nach Dreyfus (Arch. f. El.) würde die Abweichungen um weitere etwa 15 % erhöhen. Dagegen findet Verf. Übereinstimmung zwischen Theorie und Erfahrung, wenn in den

Maxwellschen Gleichungen der Verschiebungsstrom im Metall nicht vernachlässigt und für die Dielektrizitätskonstante Zahlenwerte von $2 \cdot 10^{13}$ bis $5 \cdot 10^{13}$ angenommen werden. In entsprechender Weise wird sodann die Stromverdrängung behandelt und darauf hingewiesen, daß Broca mit Hilfe ähnlicher Formeln für kreisrunde Cu-Drähte die Dielektrizitätskonstante zu 10^{11} bis $5 \cdot 10^{11}$ berechnet hat.

Josef Geitler, Graz.

C. Breitfeld (Prag), „Strom- und Flußverdrängung in runden Leitern". (Elektrotechnik und Maschinenbau, Wien, **38**, S. 537, 1920.)

Verf. entwickelt, von denselben Grundlagen wie Niethammer (vgl. vorstehenden Bericht) ausgehend die Theorie für kreiszylindrische Drähte. Im 1. Teile der Arbeit wird Lord Kelvins Theorie wiedergegeben, der 2. Teil bringt deren Erweiterung durch Einführen des Verschiebungsstromes im Leiter neben dem Leitungsstrome. Auch Breitfeld nimmt die Dielektrizitätskonstante von derselben Größenordnung an, wie Niethammer und Broca ($9 \cdot 10^{11}$). Verf. gelangt zu dem Ergebnis, daß sowohl der Widerstand, als auch der Selbstinduktionskoeffizient für sehr hohe Wechselzahlen unveränderlichen Werten zustreben. Mangels der erforderlichen Hilfsmittel konnte diese Folgerung nicht durch Versuche geprüft werden.

Josef Geitler, Graz.

A. Hund (Berkeley, Kalifornien), „Bi-symbolische Gleichungen und deren Verwendung in der Elektrotechnik". (Elektrotechnik und Maschinenbau, Wien, **38**, S. 289, 393, 1920).

Die Abhandlung steht in enger Beziehung zu der Arbeit desselben Verf. im Jahrb. d. drahtl. Telegr. **16**, 435, 1920. Das Ziel der Arbeit ist „zu zeigen, daß wenn beide symbolische Darstellungen (d. h. die seinerzeit von C. P. Steinmetz für Sinusschwingungen und von A. Kennelly für gedämpfte Schwingungszüge angegebenen symbolischen Verfahren) zweckentsprechend verwendet werden, komplizierte Probleme, welche sowohl gezwungene, als auch freie Schwingungen aufweisen, nach einem der Algebra ähnlichen Verfahren gelöst werden können." Die Abhandlung, die einen kurzen Auszug nicht gestattet, enthält eine Reihe von Anwendungsbeispielen dieses schönen Verfahrens. Es sei noch darauf aufmerksam gemacht, daß die in Anm. 1 S. 289 erwähnte Arbeit des Verf. im Jahrb. 1918, wohl infolge der Kriegsverhältnisse, nicht erschienen ist, wie ich einer brieflichen Mitteilung

des Verf. entnehme. Es dürfte sich dabei um die erst jetzt erschienene, oben erwähnte Abhandlung handeln. Josef Geitler, Graz.

Josef Mayer und **Leo Högelsberger** (Wien), „Großradiostation Deutsch-Altenburg“ (Elektrotechnik und Maschinenbau, Wien, **39**, S. 2, 1921.)

Vom ehemaligen k. k. Handelsministerium (dem jetzigen Bundesministerium für Verkehrswesen) wurde 1915 eine nur für den staatlichen und Handelsverkehr mit Ausschluß militärischer Zwecke bestimmte Großradiostation eingerichtet. Man entschied sich für einen 50 kW Hochfrequenzmaschinensender der Gesellschaft f. drahtlose Telegraphie (Telefunken). Die Anlage wurde durch die Siemens & Halske A.-G. in Wien, als Vertreterin der Telefunken-Ges. in der Nähe von Deutsch-Altenburg (etwa 30 km von Wien auf der Strecke Wien-Preßburg) ausgeführt. Zunächst war ein provisorischer Betrieb eingerichtet, Turm und Anlage der 50 kW-Station wurde 1917 fertig, das Stationsgebäude 1918 begonnen. Seit August 1920 ist nun diese deutschösterreichische Großradiostation fertiggestellt und dem Betriebe übergeben. Sie arbeitet klaglos mit einer großen Reihe fremdländischer Stationen. Der Aufsatz enthält eine eingehende, durch zahlreiche Abbildungen und Skizzen unterstützte Beschreibung der Einzelheiten. Es sei nur erwähnt, daß außer dem 50 kW-Maschinensender ein 5 kW-Löschfunkensender aufgestellt ist. Der Maschinensender ist für die Wellenlängen 7500, 5000 und 3750 m eingerichtet. Die Station hat eine große T-Antenne für Wellen von 1000 bis 17 000 m, eine Harfenantenne (Notantenne) und einen elektrischen Empfangsteiler.

Josef Geitler, Graz.

Angelika Székely, „Die Kontaktdetektoren als Meßinstrumente für Wechselströme.“ (Sitzungsber. der Wiener Akad. d. Wissensch. **130**, Abt. IIa, 1. Heft, 1921.)

Da das Verhalten der Kontaktdetektoren bei Wechselstrombelastung bis zu den höchsten Frequenzen aus der statischen Charakteristik hergeleitet werden kann (Székely, Wien. Ber. **127**, 1918; Ettenreich, Wien. Ber. **128**, 1919), so folgt, daß aus dem bei Wechselbelastung durch Gleichrichterwirkung entstehenden „Gleichstrom“ auf die Wechselstrombelastung rückgeschlossen werden kann. Praktisch ist dies allerdings nur möglich, wenn die Gleichstromcharakteristik des Detektors sich nicht (durch Erschütterungen oder Überlastung) geändert hat. Dies kann durch entsprechend starken Druck des Stiftes

gegen die Platte und Vermeidung zu hoher Belastung (worauf ja auch bei anderen empfindlichen Wechselstrommeßinstrumenten geachtet werden muß) erreicht werden. Verfasserin gibt zunächst eine Ausdehnung der Methode von Ettenreich zur graphischen Ermittlung des „Gleichstroms" bei sinusförmigen Wechselspannungen

$$e = e_0 \cdot \sin \nu t \tag{I}$$

auf den Fall einer exponentiell gedämpften Schwingung (stoßerregter Resonator)

$$e = E_0 \cdot \varepsilon^{-\delta t} \sin \nu t \tag{II}$$

und den eines Resonators von der Eigendämpfung δ, der von einem Erreger von der Eigendämpfung δ_1 erregt wird:

$$e = \frac{E_0 (\nu^2 + \delta^2)}{2 \cdot \nu} \cdot \frac{\varepsilon^{-\delta t} - \varepsilon^{-\delta_1 t}}{\delta_1 - \delta} \sin \left(\nu t + \frac{\pi}{2}\right) \tag{III}$$

Man ermittelt aus der statischen Charakteristik für eine Reihe von Amplituden die Stromkurven und planimetriert die Flächendifferenz zwischen positiver und negativer Halbwelle. Diese dividiert durch die Periodendauer T ergibt den zu e_0 gehörigen Gleichstrom i_{gl}. Ist die $(e_0\, i_{gl})$-Kurve gezeichnet, so folgt im Falle (I) aus dem beobachteten i_{gl} das zugehörige e_0. Zeichnet man für Fall (II) und (III) die Amplituden-Zeitkurve

$$E = E_0 \cdot \varepsilon^{-\delta t} \quad \text{bzw.} \quad E = E_0 \cdot \frac{\nu^2 + \delta^2}{2\nu \cdot (\delta_1 - \delta)} (\varepsilon^{-\delta t} - \varepsilon^{-\delta_1 t})$$

für einige E_0, so ergibt die $(e_0\, i_{gl})$-Kurve die zu verschiedenen E-Werten gehörigen i_{gl}. Man erhält so die den E_0 zugeordneten Kurven der Änderung von i_{gl} während einer Entladung. Durch Planimetrieren und Dividieren durch die Zeit einer Entladung folgt die $(E_0\, i_{gl})$-Kurve, die für jedes beobachtete i_{gl} das entsprechende E_0 gibt.

Ist z die Zahl der Entladungen in einer Sekunde, so ist für Fall (II):

$$e_{\text{eff.}} = E_0 \cdot \sqrt{\frac{z}{4\delta}}$$

für den Fall (III):

$$e_{\text{eff.}} = E_0 \cdot \frac{\nu}{4} \cdot \sqrt{\frac{z}{\delta\, \delta_1 (\delta + \delta_1)}}$$

Auch die effektiven Stromstärken im Detektor lassen sich graphisch für ungedämpfte und gedämpfte Wellen aus dem „Gleichstrom" ermitteln. Das betreffende Verfahren wird beschrieben.

Da das graphische Verfahren umständlich und oft zeitraubend

ist, gibt Verfasserin eine meist anwendbare rechnerische Auswertung der Charakteristik an. Bis ca. 0,1 Volt am Bleiglanz-Graphitdetektor läßt sich (vgl. Liebowitz, Jahrb. f. drahtl. Telegr. **12**, S. 451) der Strom in der einen Richtung durch

in der anderen durch

$$\left.\begin{aligned} i &= a e + b e^2 \\ J &= A e + B e^2 \end{aligned}\right\} \qquad \text{(IV)}$$

darstellen. Die Konstanten ergeben sich aus der beobachteten Charakteristik. Der „Gleichstrom" ist daher

$$i_{gl} = \left[\int_0^{\frac{T}{2}} J \cdot dt - \int_0^{\frac{T}{2}} i \cdot dt\right] \cdot \frac{1}{T}$$

Dies ergibt für Fall (I):

$$e_0 = \frac{-2 \cdot (A - a) + 2\sqrt{(A - a)^2 + i_{gl} \cdot \pi^2 (B - b)}}{\pi \cdot (B - b)}$$

für Fall (II):

$$E_0 = -\frac{4}{\pi} \cdot \frac{A - a}{B - b} + \sqrt{\left(\frac{4}{\pi} \cdot \frac{A - a}{B - b}\right)^2 + \frac{8 \cdot \delta \cdot i_{gl}}{(B - b) \cdot z}}$$

für Fall (III):

$$E_0 = \frac{2 \cdot \nu (\delta + \delta_1)}{\nu^2 + \delta^2} \cdot \left[-\frac{4}{\pi} \frac{A - a}{B - b} + \sqrt{\left(\frac{4}{\pi} \cdot \frac{A - a}{B - b}\right)^2 + \frac{8 \delta \delta_1 i_{gl}}{(\delta + \delta_1) \cdot (B - b) \cdot z}}\right]$$

Auch die Formeln für die effektive Stromstärke, die sich mit Hilfe von (IV) ergeben, werden hergeleitet.

Es wird weiter gezeigt, daß die Messungsergebnisse an einem Bleiglanz-Graphitdetektor mit Hilfe des graphischen und rechnerischen Verfahrens mit den Angaben eines Thermoelementes sehr befriedigend übereinstimmen. Hieraus ergibt sich, daß der Detektor als Meßinstrument für Wechselströme geeignet ist, und daß seine Eichung nicht allzuschwer ausgeführt werden kann. Verfasserin betont, daß erst durch diesen Nachweis die Verwendung des Kontaktdetektors als Meßinstrument für radiotelegraphische Signale als erlaubt betrachtet werden kann. Die bisherigen Messungen mit Kontaktdetektoren waren wegen unterbliebener Eichung und deren fallweiser Überprüfung sehr ungenau.

Hinsichtlich der Empfindlichkeit des Detektormeßinstrumentes

ergibt sich aus den Messungen der Verfasserin, bei denen noch keineswegs die empfindlichste Einstellung des Kontaktes benutzt wurde, daß mit einem „Gleichstrom“ von 10^{-6} Amp. eine Spannungsamplitude von 25 Millivolt gemessen werden kann. Wird mit der von Verfasserin verwendeten Detektorschaltung (nach Ettenreich) gemessen, wobei der Detektor nicht direkt im Schwingungskreise liegt, so kann noch eine effektive Stromstärke von $0{,}018 \cdot 10^{-3}$ Amp. und ein Wattverbrauch von $0{,}18 \cdot 10^{-3}$ Watt gemessen werden. Mit der gewöhnlichen Detektorschaltung (im Schwingungskreise) lassen sich jedenfalls durch Beobachtung des „Gleichstromes“ leicht effektive Stromstärken im Kreise von etwa 10^{-6} Amp. messen. Die Empfindlichkeit des billigen Kontaktdetektors wird also wohl nur von den empfindlichsten, teuersten Hitzdrahtinstrumenten erreicht. Josef Geitler, Graz.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Empfangsanordnungen, insbesondere auch solche mit Überlagerung (Schwebungsempfang).

K. P. 305 028. C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin. Vom 23. 10. 17.

1. Empfangsverfahren für die Zwecke der drahtlosen Nachrichtenübermittlung, bei welchem den ankommenden Schwingungen Hochfrequenzschwingungen überlagert werden, dadurch gekennzeichnet, daß zwecks störungsfreien Empfanges in Sekundärschaltung das Gasrelais mit seinen zugehörigen Einzelteilen von der Suchschaltung (Primärempfang) auf einen Sekundärkreis umgeschaltet wird.

2. Schaltungsanordnung zur Ausführung des Empfangsverfahrens nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß mit der Umschaltung des Gasrelais vom Primär- auf den Sekundärkreis zur Antennenselbstinduktion eine Kapazität parallel geschaltet wird, deren Größe der Eigenkapazität des Gasrelais und den zusätzlichen Kapazitäten seiner Einzelteile entspricht. Fig. 1 und 2 lassen dies erkennen.

Fig. 1 läßt eine Schaltungsanordnung für Primärempfang erkennen, bei welcher die von dem Gasrelais erzeugten Schwingungen direkt den ankommenden Schwingungen der Antenne überlagert werden. Das Gasrelais besteht aus der Anode *f*, dem Gitter *g* und dem Glühfaden *h* mit der Heizstrombatterie. Das Gitter *g* ist mit der Antennenselbstinduktion *a* durch die Spule *b* gekoppelt. In den aus Kondensator *d* und Hochspannungsbatterie *e* bestehenden Kreis ist das

Telephon *t* eingeschaltet. Die Anordnung wird vervollständigt durch den Antennenabstimmkondensator *c*. Mit dieser Schaltungsanordnung

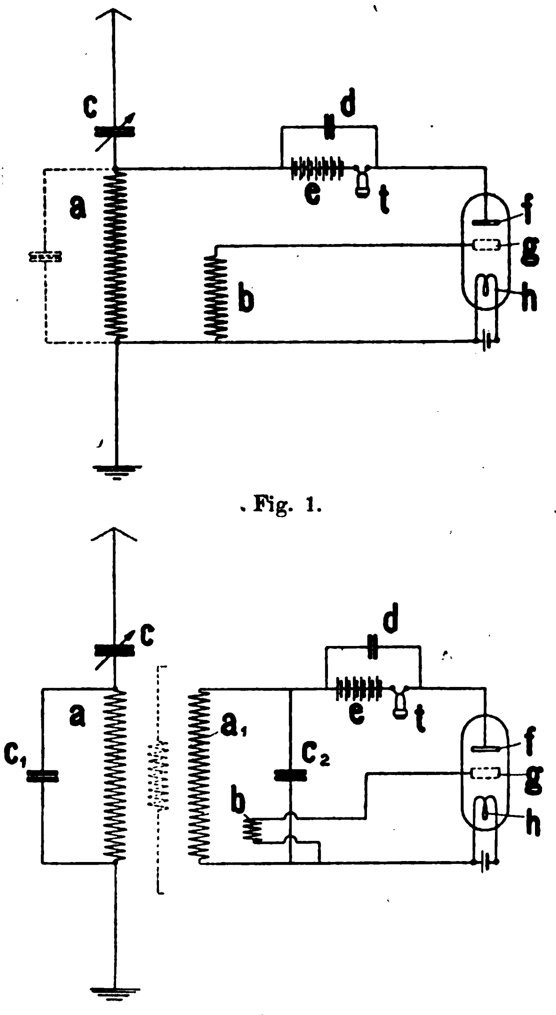


Fig. 1.

Fig. 2.

kann innerhalb des vom Empfänger bestrichenen Bereiches jede Welle kontinuierlich gesucht werden. Um störungsfreien Empfang zu gewährleisten, wird das Gasrelais mit der Heizbatterie, der Hochspannungsbatterie, dem zugehörigen Kondensator und dem Telephon auf

einen aus Spule a_1 und Kondensator c_2 bestehenden getrennten Erregerkreis bzw. Zwischenkreis umgeschaltet und der Antennenselbstinduktionsspule a ein Kondensator c_1 parallel gelegt, dessen Größe unter den eingangs erwähnten Gesichtspunkten gewählt wird. Die Kopplung zwischen Antennenkreis und Sekundärkreis kann hierbei galvanisch oder induktiv erfolgen. Beim Umschalten von Primärempfang (Fig. 1) auf Sekundärempfang (Fig. 2) ist die Rückkopplungsspule (primär) für das Gitter abgeschaltet, wie in Fig. 2 durch die gestrichelte Spule angedeutet.

Zu dem D. R. P. 324 514 (Jahrb. **17**, S. 138) hat die C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin-Tempelhof unter der Nummer 333 582 ein Zusatzpatent erhalten, dessen Ansprüche lauten:

1. Verfahren für Schwebungsempfang in der drahtlosen Nachrichtenübermittlung nach Patent 324 514, dadurch gekennzeichnet, daß der die Hilfsschwingungen führende Generatorkreis auf eine von der Antenne wesentlich abweichende, beispielsweise die doppelte bzw. annähernd doppelte Frequenz abgestimmt ist.

2. Schaltungsanordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Antenne bzw. der Zwischenkreis auf die doppelte bzw. annähernd doppelte Frequenz des Hilfskreises (Generatorkreises) abgestimmt ist.

Die Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. hat sich in Verbindung mit Curt von Wysiecki in Berlin-Schöneberg durch D. R. P. 331 958 eine Einrichtung zum Schwebungsempfang elektrischer Wellen schützen lassen. Erfahrungsgemäß muß bei solchen Interferenztonempfängern die Amplitude der Lokalschwingung möglichst genau gleich derjenigen der ankommenden Schwingungen gemacht werden, damit ein hörbarer Ton zustande kommt. Die Größe der auf das Empfangsorgan übertragenen Lokalenergie muß daher sehr genau geregelt werden können.

Die Erfindung geht von der Erkenntnis aus, daß mit den bekannten Kopplungseinrichtungen es sehr schwierig ist, die notwendige Einstellung der Energieübertragung herzustellen. Denn selbst bei Einstellung der Kopplungsspulen in deren magnetische Nullachse ist noch eine starke elektrostatische Kopplung vorhanden und die auf den Empfangskreis übertragene Lokalenergie oft zu groß. Die Erfindung sieht daher eine mittelbare Übertragung der Lokalenergie auf das Empfangsorgan vor. Diese kann vorteilhaft dadurch erfolgen, daß zwischen dem Empfangskreis, dem die Lokalenergie zugeführt werden soll, und dem Schwebungssender ein aperiodischer Kreis geschaltet wird. Mit beiden Kreisen gekoppelt, schaltet der aperiodische Zwischen-

kreis jede unmittelbare induktive oder kapazitive oder elektrostatische Einwirkung des Schwebungssenders auf das Empfangsorgan aus. Durch entsprechende Bemessung seiner Widerstandsgrößen, gegebenenfalls auch durch besondere Anordnung regelbarer Widerstände in ihm kann dann erreicht werden, daß die Lokalschwingung in der erforderlichen Stärke dem Empfangskreis zugeführt wird, wobei die Stärke der Übertragung durch die Einstellung der Kopplungsorgane des Schwebungssenders mit dem aperiodischen Kreis in erster Linie, durch die Einstellung der Kopplungsorgane zwischen dem aperiodischen Kreis und dem Empfänger in zweiter Linie und durch Widerstandsregelung im

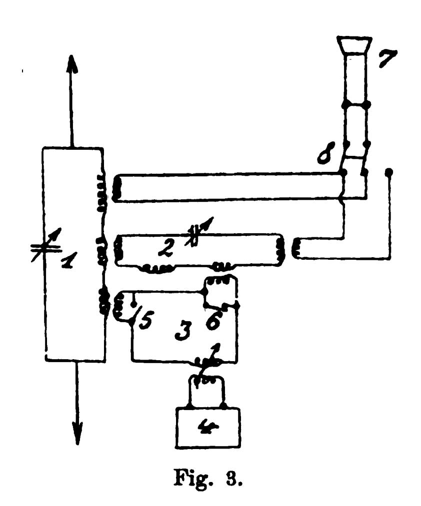


Fig. 3.

aperiodischen Kreis in dritter Linie beeinflußt wird. Oft wird es genügen, nur die Kopplung zwischen Schwebungssender und aperiodischem Kreis regelbar zu machen, da dann jedenfalls eine unmittelbare elektrostatische Kopplung zwischen Schwebungssender und Empfänger ausgeschlossen ist. Die beiden anderen erwähnten Mittel können dann gegebenenfalls aushilfsweise oder ergänzend vorgesehen werden.

In Fig. 3 stellt 1 einen Primär-, 2 einen Sekundärkreis dar. Jeder der Kreise sei induktiv mit dem aperiodischen Kreise und dieser noch variabel mit dem Schwebungssender 4 gekoppelt. Zwei Kurzschlußschalter 5, 6 sind zum Unwirksammachen der einen oder anderen Kopplung des aperiodischen Kreises 3 mit dem Kreis 1 oder 2 vorgesehen. Soll Primärempfang durchgeführt werden, so wird der

Schalter 6 geschlossen, der Schalter 5 geöffnet, wie gezeichnet, und das Empfangsorgan, welches im Beispiel als Telephon 7 gezeichnet ist, mit dem Umschalter 8 an den Primärkreis gelegt. An Stelle eines Telephons könnten natürlich Niederfrequenzverstärker, Fernschreiber usw., Detektoren o. dgl. vorgesehen sein. Soll Sekundärempfang durchgeführt werden, so wird der Schalter 5 geschlossen und damit die Kopplung des Kreises 3 mit dem Kreis 1 aufgehoben, der Schalter 6 geöffnet und damit der Kreis 3 mit dem Kreis 2 gekoppelt.

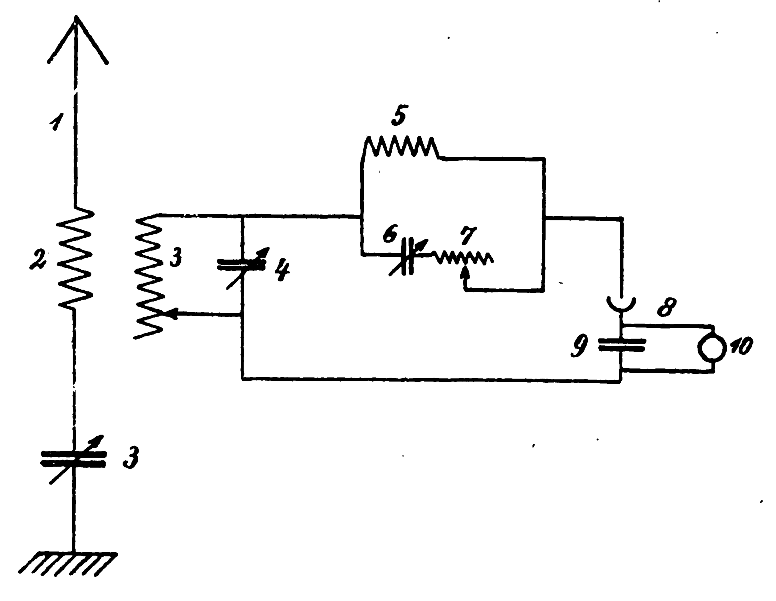


Fig. 4.

Ebenso muß der Schalter 8 nach rechts umgelegt und damit das Empfangsorgan 7 mit dem Sekundärkreis verbunden werden. Derart ist es möglich, unter Anwendung eines einzigen aperiodischen Kreises sowohl bei Primär- als auch Sekundärempfang jede beliebige Kopplung zwischen Empfangskreis und Schwebungssender herzustellen.

Dr. Siegmund Loewe in Berlin hat sich durch D. R. P. 335 241 die in Fig. 4 dargestellte Empfangsschaltung schützen lassen. In dieser bedeutet 1 die Empfangsantenne und 2 eine Abstimm- oder Kopplungsspule, 3 den Abstimmkondensator, der natürlich gegebenenfalls fehlen oder parallel zur Spule 2 liegen kann. Mit der Spule 2 ist ein Sekundärkreis, bestehend aus der natürlich veränderlichen

Spule 3 und Abstimmkondensator 4, gekoppelt. Die Kopplung zwischen 2 und 3 ist in bekannter Weise variabel. Der Anschluß des Detektorkreises erfolgt in an sich bekannter Weise über einen Drosselkreis, bestehend aus Spule 5 und Kondensator 6, wobei ein Regulierwiderstand 7 vorgesehen ist. 8 ist der Detektor beliebiger Art, insbesondere auch ein Röhrendetektor, 9 ein Blockkondensator, an welchem das Telephon oder der Verstärker 10 angeschlossen ist.

Beim Empfang gedämpfter Schwingungen tritt in dem Kreise 3, 4 eine erhebliche Dämpfungsverminderung ein. Der Drosselkreis 5, 6 ist um so wirksamer, je schwächer gedämpft diese Schwingung ist. Stimmt man diesen Kreis genau überein mit dem Kreise 3, 4, was vorteilhaft zwangläufig durch Kopplung der Spulenanschlüsse oder Kapazitätsstellungen erfolgen kann, so ist die dem Detektor 8 zugeführte Energie um so geringer, je schwächer die Dämpfung der ankommenden Schwingungen ist. Erfindungsgemäß wird die Energiezufuhr entweder durch Verstimmung des Kreises 5, 6 verändert oder auch durch Veränderung des Widerstandes 7. Je größer dieser Widerstand ist, um so größer ist (in gewissen Grenzen) auch die dem Detektor 8 zugeführte Energie.

Das D. R. P. 330 072 des Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Verbindung mit Dipl-Ing. Bruno Rosenbaum und Dr. Sigmund Loewe in Berlin betrifft ein Verfahren zur Regelung der Energieentnahme bei Empfangsschaltungen für drahtlose Telegraphie mittels einer zwischen Energiequelle und Detektorkombination o. dgl. geschalteten regelbaren Widerstandsgröße. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß zugleich mit einer Veränderung der regelbaren Widerstandsgröße eine Veränderung der Kopplung, gegebenenfalls zwangläufig erfolgt, und daß für gleiche Wellenlängen verschiedene Kombinationen von Selbstinduktion und Kapazitäten eingestellt werden, wobei außerdem eine Veränderung der regelbaren Widerstandsgröße, gegebenenfalls zwangläufig, erfolgen kann.

Die Fig. 5 zeigt schematisch eine nach diesem Gesichtspunkt ausgeführte Empfangsschaltung. Hier sind fünf Detektoren 8 vorgesehen, die mittels eines Wählerschalters 11 eingeschaltet werden können. Je nach der Zahl der eingeschalteten Detektoren ändert sich die dem Empfangskreise entnommene Energie und damit die Dämpfung derselben. Schaltet man in dieser Anordnung, bei unveränderter Wellenlänge durch den Schalter 12 nur die halbe Selbstinduktion der Spule 9 ein, schließt aber gleichzeitig den einen der beiden hier vorgesehenen Kondensatoren kurz, so bleibt die Wellenlänge unverändert,

wobei sie gegebenenfalls an dem zweiten Kondensator leicht nachgeregelt werden kann. Verändert ist lediglich die Kopplung zwischen der Hälfte der Spule 9 und das Verhältnis von Kapazität zu Selbstinduktion im Sekundärkreis. Im zweiten Falle ist dieses Verhältnis erheblich größer. Hieraus folgt, daß auch die im Kondensator auftretende Spannung erheblich kleiner und damit auch die an die Detektorkombination abgegebene Energie erheblich gesunken ist. Die Wirkung einer derartigen Veränderung des Verhältnisses von Kapazität und

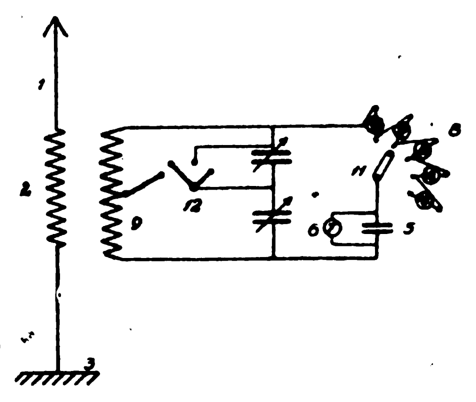


Fig. 5.

Selbstinduktion besteht einmal darin, daß dem Detektor bezw. der Detektorkombination eine veränderte Energie zugeführt wird, und anderseits wirkt ein Sekundärkreis mit einem so veränderten Verhältnis von Kapazität und Selbstinduktion für ganz andere Wellen und in ganz anderer Weise drosselnd als bei einem anderen Verhältnis. Man hat also auch hierin ein Mittel, die der Detektorkombination zugeführte Energie zu ändern und kann im Bedarfsfalle auch die Schalter 11 und 12 miteinander koppeln, insbesondere da man beliebig viele Teile der Spule 9 miteinander kombinieren kann. In diesem Falle wird man mit einer viel geringeren Anzahl von Detektoren auskommen, so daß diese beiden Mittel zur Änderung der Energieübertragung auf den Empfangskreis sich gegenseitig ergänzen.

Die Firma Konrad Sannig & Co. G. m. b. H. in Berlin und Dipl.-Ing. Arthur Libesny in Charlottenburg haben ein D. R. P. 331 047 erhalten auf eine Schaltungsanordnung für Detektoren mit Hilfsspannung, die in Fig. 6 dargestellt ist.

1 ist die Empfangsspule; 2 und 3 sind zwei entgegengesetzt

geschalteten Detektoren und 4 und 5 die beiden zugehörigen Kondensatoren. Die beiden Pole der Hilfsstromquelle 6 führen zu einem Widerstand 7, dessen Mitte an die Empfangsspule 1 angeschlossen ist. Den Detektoren 2 und 8 wird durch zwei Schleifkontakte 8 und 9 die Hilfsspannung zugeführt. Bei Einzelverwendung wird das Telephon an die Punkte 10, 11 für den Detektor 2 oder an die Punkte 12. 11

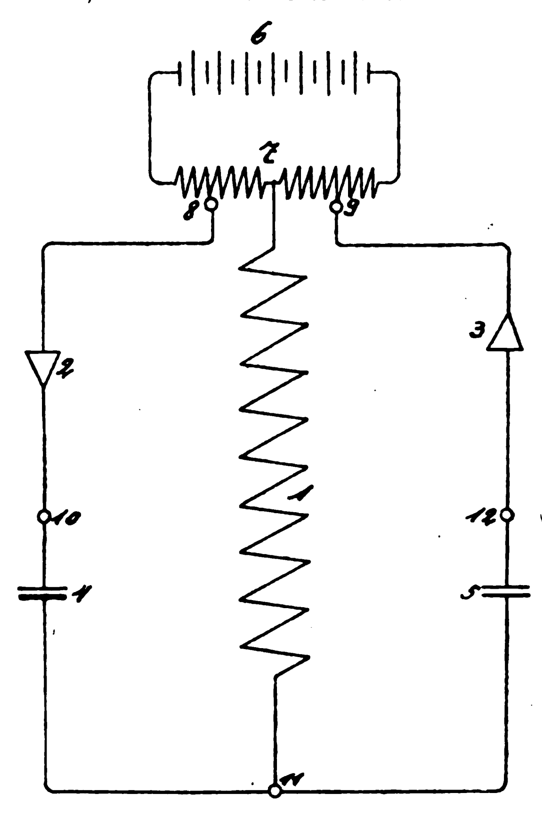


Fig. 6.

für den Detektor 8 angelegt. Für vereinigte Verwendung wird das Telephon an die Punkte 10 und 12 angeschlossen. Bei diesen Umschaltungen des Telephons bleiben die Zuführungen der Hilfsspannung unberührt.

Die Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin hat sich durch D. R. P. 320 249 eine Zusatzeinrichtung für drahtlose Stationen zum wahl-

weisen Empfang gedämpfter und ungedämpfter Schwingungen schützen lassen, die in einem Ausführungsbeispiel in Fig. 7 dargestellt ist. Diese Zusatzeinrichtung besteht aus einem reinen Detektor (16) bezw. Gleichrichter und einer als Schwingungserzeuger bezw. Verstärker geschalteten Vakuumröhre (17) sowie einem den abwechselnden Anschluß dieser beiden Elemente gestattenden, vorzugsweise mit einem Stecker (10) verbundenen Umschalter (15). Ein erwähnenswerter Umstand ist noch der, daß der Brennerstrom der Röhre 17 durch Anordnung von Doppel-

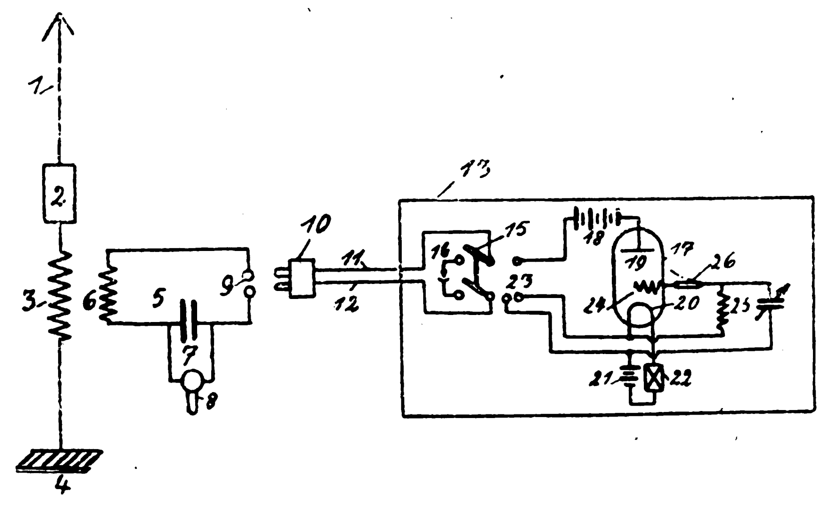


Fig. 7.

kontakten 23 im Schalter 15 und Führung des Gleichstromkreises über diese Kontakte bei Einstellen auf Detektorempfang selbsttätig unterbrochen wird.

Das D. R. P. 332 709 der Telefunken-Gesellschaft betrifft eine Empfangsanordnung mit Kathodenröhre in Audionschaltung; sie ist in einem Ausführungsbeispiel in Fig. 8 dargestellt. Durch die miteinander verbundenen Schalter 6, 9 ist ein Übergang von Primärempfang auf Sekundärempfang ermöglicht. Bei derartigen Anordnungen hat sich der Nachteil herausgestellt, daß die für Primärempfang gefundene Abstimmung der Antenne nach Umschaltung auf Sekundärempfang verändert wird. Die hauptsächlichsten Ursachen für diese Verstimmung des Antennenkreises sind darin zu sehen, daß erstens beim Primärempfang die Kapazität des Gitters und der Zuleitungen zur Röhre parallel zur Antennenspule liegen, während sie bei Sekundär-

empfang von der Antenne abgeschaltet sind, zweitens für den Fall, daß es sich um eine Rückkopplungsschaltung handelt, die Rückkopplung des Anodenkreises beim Primärempfang an der Antenne, beim Sekundärempfang dagegen an anderer Stelle erfolgt, drittens die Kopplung des Sekundärkreises mit der Antenne beim Sekundärempfang eine Einwirkung auf die Wellen der Antenne hat, die beim Primärempfang nicht vorhanden ist.

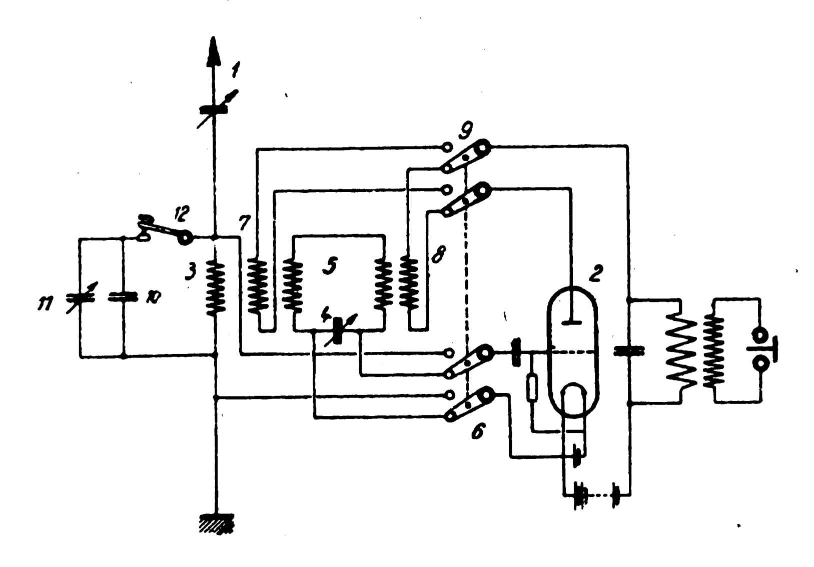


Fig. 8.

Dieser Nachteil wird dadurch vermieden, daß Korrekturmittel mit der Antenne verbunden werden, die aus festen oder veränderlichen Kondensatoren (10, 11 in Fig. 8) oder Selbstinduktionen oder Kombinationen von solchen bestehen und durch einen Schalter 12 eingeschaltet werden können. Ist, wie im gezeichneten Beispiel, mit Hilfe der Schalter 6 und 9 die Kathodenröhre auf Zwischenkreisschaltung eingestellt, so ist auch der Schalter 12 geschlossen, und durch die Korrekturmittel kann die Nachstimmung der Antenne, die auf Primärempfang eingestellt ist, erfolgen. Beim Übergang auf Primärempfang wird dann gleichzeitig unter Umstellung der Schalter 6 und 9 der Schalter 12 geöffnet, so daß die ursprünglich für Suchempfang gefundene Antennenabstimmung ohne Bedienung von Abstimmungsmitteln ohne weiteres wieder erreicht ist.

K. P. 305 596 Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 31. 5. 17.

1. Einrichtung zur mehrfachen Hochfrequenzverstärkung mittels Kathodenstrahlröhren, dadurch gekennzeichnet, daß die Leitungselemente eines jeden Röhrensystems eng zusammengebaut und räumlich von den Leitungselementen des nächsten Röhrensystems unter Benutzung kürzester direkter Leitungen so angeordnet werden, daß die einzelnen Verstärkungssysteme sich nicht kapazitiv oder induktiv beeinflussen können.

2. Einrichtung nach Anspruch 1, gekennzeichnet durch einen treppenförmigen Aufbau der zu jedem System gehörenden Schaltelemente.

K. P. 309 273 derselben Gesellschaft. Vom 23. 7. 18.

Hochfrequenzverstärkung mittels Kathodenröhren in Kaskade, dadurch gekennzeichnet, daß die Kopplung einzelner oder sämtlicher Röhren der Kaskade durch Kettenleiter erfolgt, die so bemessen sind, daß sie nur die Schwingungen eines bestimmten Frequenzbereiches, und zwar entweder Frequenzen oberhalb einer bestimmten Grenzfrequenz oder unterhalb einer bestimmten Grenzfrequenz oder zwischen zwei bestimmten Grenzfrequenzen durchlassen.

Literaturverzeichnis.

Adam, Michel, Radioélectricité 1, 8, S. 415, 1921. Construction d'un amplificateur à résistances.

Akers, M. K., Wireless Age 8, S. 20, Oct. 1920. Ref. Rad. Rev. 2, 2, S. 108, 1920. Dimensions of Inductance Coils.

Ann. des Postes, Télégr. et Téléph. 9, S. 320, 1920. Ref. La Nature 48, (2), S. 159, 1920. A Vacuum Tube with External Anode.

— ebenda S. 343. Some Results obtained by the Use of Filters.

Appleton, E. V., Proc. Cambr. Phil. Soc. 20, II, S. 239, 1921. A Method of testing Triode Vacuum Tubes.

Ballhatchet, A. B., Model Engineer 43, S. 323, 1920. Some Valve Circuits.

Bartholomew, L., Wireless Age 8, S. 29, Oct. 1920. Further Data on Oil Dielectric Condensers.

Benson, T. W., ebenda 7, S. 23, Febr. 1920. Variometers and their Construction.

— ebenda S. 41, March 1920. Decrement and Tuning.

— ebenda S. 23, April 1920. An Original Antenna Switch.

Blattermann, A. S., Rad. Rev. 2, 3, S. 144, 1921. The Effect of Modulation Waveshape upon Received Signals.

Bockman, F. C., Wireless Age 7, S. 29, June 1920. The Design and Construction of a Simple Wavemeter — Range 150—300 Metres.

Brown, T., Radio News 2, S. 212, 1920. Improved Vacuum Tube Circuits for Short Wave Communication.

Cairnes, C. F., Ever. Eng. Mag. 9, S. 61, 1920. Comparative Efficiency of High and Low Spark Frequencies.

Clemons, D. R., Wireless Age 8, S. 25, 1920. Description and Design of a Small Transmitting Unit.

Cote, O. C., Wireless Age 7, S. 24, April 1920. A Remote Control Antenna Switch.

— ebenda S. 32, June 1920. A Simple Wavemeter.

Devaux, E., Électricité 2, S. 1, 1920. Ref. Rad. Rev. 2, 2, S. 110, 1920. The Guiding of Ships by Wireless.

Dow, J. B., Rad. Am. News 1, S. 472, 1920. The Design of a 1 KW Arc Converter.

Duroquier, F., Nature, La, 48, (2) Suppl. S. 179, 1920. The Construction of a C. W. Transmitter and of a Radio Telephone Transmitter.

El. Rev. 87, S. 80, 1920. Wireless Telegraphy in China.

— ebenda S. 274. Combined Wire and Wireless Telephones.

— ebenda S. 418. A Wireless Outfit for Small Vessels.

El. World 76, S. 1001, 1920. Regenerative Receiver and Vacuum Tube Units.

Elettrotecnica 7, S. 546, 1920. Legal Restrictions and the Amateur.

Evans, R., Sea, Land and Air 3, S. 478, 1920. Wireless Reception with the Electronic Valve.

Eve, A. S., Journ. Eng, Inst. Canada 3, S. 527, 1920. Engineering and Physics.

Ever. Eng. Mag. 9, S. 68, 1920. Design Features of the S. C. R. 112.

— ebenda S. 348. Radio Equipment for Small Boats.

— ebenda S. 352. A New Hytone Transmitter.

— ebenda S. 445. A Radiotelephone Operating at Six Volts.

Eyster, J. A., Journ. Amer. Inst. El. Eng. 39, S. 888, 1920. Ref. Sc. Abstr. 23B, S. 569, 1920. An Audio-frequency Vacuum Tube Generator.

Fitch, C. J., Wireless Age 7, S. 25, June 1920. Wind your own Honeycomb Coils.

— ebenda S. 39, Sept. 1920. Honeycomb Inductance Coil Mountings.

Fitzgerald, R. J., ebenda S. 19, June 1920. A New Variable Condenser.

Fleming, J. A., Rad. Rev. 2, 3, S. 133, 1921. A Note on the Theory of the Thermionic Tube.

Foucault, L. D., Électricien 51, S. 485, 1920. Telephony and Metaphysics.

Fuller, L. F., Wireless Age 8, S. 19, 1920. Ref. Sc. Abstr. 23B, S. 582, 1920. New Arc Method for Continuous Waves.

de Gallaix, H., Rad. Am. News 1, S. 464, 1920. New Radio Station at Lyons, France.

Gaulois, G., Sc. Amer. 123, S. 195, 210, 1920. Ref. Rad. Rev. 2, 2, S. 110, 1920. New York's Radio Pilot Cable.

van Glyck, L. W., Wireless Age 7, S. 36, Febr. 1920. An Indoor Loop Antenna.

Goddard, R. W., ebenda S. 15. Heterodyne Wavemeter.

Goussin, J., Radio News 2, S. 73, 1920. French Vacuum Tube Instruments.

Gowen, R. F., Rad. Am. News 1, S. 536, 1920. A Modern Radio Telephone.

Grudenwitz, A., ebenda S. 560. New Facts about the Nauen Station.

Graf, J. J., ebenda S. 398. Radio Communication to and from Trains.

Greinacher, H., Ztschr. f. Phys. 4, 2, S. 195, 1921. Über eine Methode, Wechselstrom mittels elektrischer Ventile und Kondensatoren in hochgespannten Gleichstrom umzuwandeln.

Gutton, M., Ann. des Postes, Télégr. et Téléph. 9, S. 208, 1920. On Three-electrode Valves and Recent Progress in Wireless Telephony.

Haas, J., The Radio Amateur 2, S. 12, March 1920. A Novel Radiophone.

Hall, A. J., Rad. Am. News 1, S. 539, 1920. Radio in Modern Aircraft.

Hayes, H. V., Engineer 129, S. 491, 1920. Ref. Sc. Abstr. 23 B, S. 395, 1920. Techn. Rev. 6, S. 589, 1920. El. World 76, S. 136, 1920. Submarine Signalling.

Henry, W. J., Rad. Am. News 1, S. 406, 502, 610, 1920. The Priess Loop Set. III. Receiver.

Herrick, E. S., Wireless Age 7, S. 34, June 1920. The Design and Construction of a Simple Wavemeter.

Holborn, Fritz, Telegr. u. Fernspr. Techn. 10, 1/2, S. 1; 3, S. 17, 1921. Neuere Untersuchungen über das Dynatron.

Hopwood, F. L., Proc. Phys. Soc. London 32, S. 244, 1920. A Demonstration of Experiments on the Thermionic Properties of Hot Filaments.

Hurley, E. P., Wireless Age 7, S. 36, July 1920. A Simple Wavemeter.

Jacobs, C. T., ebenda S. 31. A Universal Range Portable Receiver.

Jones, E. T., ebenda S. 26. A Low Power Tuned Transmitter for Local Use.

— ebenda 8, S. 27, Oct. 1920. Audion Circuits.

Jones, R. N., ebenda S. 28. Direct Coupled Radio Receiving Sets.

Journ. télégr. 45, 2, S. 26, 1921. Statistique radiotélégraphique comparative de 1919.

Keyser, C. N., Monthly Weather Review 48, S. 263, 1920. Detection of Storms and their Travel by Radio Equipment.

Kluze, A. H., Wireless Age 7, S. 28, June 1920. A Two-stage Amplifier Cabinet.

Koopman, M. P., ebenda S. 26, April 1920. A 1 KW Antenna Switch.

Lentz, C. R., ebenda S. 15. A Twenty-five Mile Radiophone Transmitter for 200 Metre Work.

Lewis, H. W., ebenda S. 20, Febr. 1920. Regenerative Receiver versus Cascade Amplifier.

Lynch, A. H., Radio News 2, S. 143, 170, 1920. An Amateur Station operated on a Commercial Scale.

Maurer, P., Électricien 51, S. 413, 1920. The Reception of Undamped Waves.

Mc Guist, F., Wireless Age 7, S. 28, May 1920. An Antenna Switch.

Meteorological Magazine 55, S. 237, 1920. The International Commission for Weather Telegraphy.

Metz, Rad. Am. News 1, S. 608, 678, 1920. French Applications of the Momentous Vacuum Tube.

Morris, J. C., Wireless Age **7**, S. 27, March 1920. A Successful Undamped Wave Circuit.

Nally, E. J., Telegr. and Teleph. Age **38**, S. 648, 1920. Review of Radiotelegraphy.

Nature, La, **48**, S. 353, 1920. Pedal-driven Wireless Sets.

— ebenda Suppl. S. 169. The French Colonial Radio Stations.

Nicholls, H. W., Wireless Age **7**, S. 23, March 1920. Ref. Rad. Rev. **2**, 2, S. 106, 1920. A Secret Radiophone.

Nyquist, N. A., ebenda S. 27, July 1920. Portable Receiver.

Palmer, L. S., Rad. Rev. **2**, 3, S. 113, 1921. The Effect of Impurities on the Ionisation Potentials Measured in Thermionic Valves.

Pignone, J., Wireless Age **7**, S. 41, 1920. A Low Power Set.

Pray, F. R., ebenda S. 26, July 1920. A Sensitive Portable Receptor.

Produccion 11, S. 149, 1920. The Planet Mars and Interplanetary Communication.

— ebenda Sept. 1920. The Meteorological Service.

Rad. Électr. 1, S. 369, 1921. Inauguration des travaux du grand centre radioélectrique de Paris.

— ebenda S. 378. Organisation générale des communications: le rôle du grand centre radioélectrique de Paris.

— ebenda S. 393. Description du grad centre radioélectrique de Paris.

— ebenda S. 404. Inauguration du service radioélectrique Paris-Londres.

Rad. News 2, S. 72, 1920. Japanese Radio Apparatus.

Rad. Nieuws 3, S. 226, 1920. Belmar Wireless Station.

— ebenda S. 231. Dr. Koomans Note Amplifier.

Rad. Rev. 2, 3, S. 125, 1921. The Paris Radio Central.

Rice, A. H., Wireless Age **7**, S. 24, June 1920. Construction of a Simple Wavemeter.

Roos, O. C., ebenda S. 26, Aug. 1920. An Impedance Curio.

— ebenda S. 17, Sept. 1920. Ref. Sc. Abstr. **23 B**, S. 581, 1920. Rad. Rev. **2**, 2, S. 109, 1920. Some Electrical Guides for Wavemeter Designs.

Salt, L. B., ebenda S. 38, June 1920. A Sectional Receiving Set.

Sc. Amer. 123, S. 384, 1920. A New Variable Condenser.

— ebenda S. 402. Light Telephony.

Scott-Taggart, J., Electrician **86**, S. 184, 1921. Two Laboratory Functions of the Triode Valve.

— El. Rev. **87**, S. 298, 1920. A Double-Anode Vacuum Tube, A. C. Rectifier and Wireless Transmitter.

— and **J. Ree,** ebenda S. 602. An Ordinary Triode used as a Negative Resistance Oscillator.

Singer, E., Wireless Age **7**, S. 29, Sept. 1920. An Efficient Wavemeter.

Sleeper, M. B., Ever. Eng. Mag. **9**, S. 540, 1920. English Radio Equipment.

Spooner, T., Journ. Amer. Inst. El. Eng. **39**, S. 808, 1920. Ref. El. World **76**, S. 745, 1920. Sc. Abstr. **23 B**, S. 474, 1920. High Frequency Iron Losses.

Takagishi, Eijiro, Electrician **86**, 13, S. 346, 1921. Behaviour of Three-Electrode Vacuum Tube as an Oscillation Generator.

Telegr. and Teleph. Age 38, S. 553, 1920. New Poulsen Radio Station.

Turner, R. N., Wireless Age 7, S. 37, March 1920. Electrostatic Coupling

Underwood, E. G., ebenda S. 26, Febr. 1920. Construction of Variable Condensers.

Vallauri, G., Rad. Rev. 2, 3, S. 138, 1921. Measurements of Radiation of Radiotelegraphic Aerials.

Wallis, A. F., Rad. News 2, S. 6, 1920. The Otto Cliffs Naval Receiving Station.

Weagant, R. A., Wireless Age 8, S. 21, Oct. 1920. Improved Connections for Two Element Vacuum Tubes.

Weaver, J. A., ebenda 7, S. 18, Febr. 1920. Combined Kick-back Preventer and Switch Panel for Experimental Radio Stations.

White, C. R., ebenda S. 27, June 1920. A Small Radiophone Transmitter.

Wilhelme, R., Rad. News 2, S. 8, 1920. Radio in Germany.

Winters, S. R., Wireless Age 8, S. 11, Oct. 1920. Wireless in Forest Fire Fighting.

Wireless Age 7, S. 21, Jan. 1920. Ref. Sc. Abstr. 23 B, S. 279, 1920. Rad. Rev. 2, 2, S. 107, 1920. Duplex Wireless System.

— ebenda S. 11, March 1920. Interplanetary Radio Signals.

— ebenda S. 10. El. Rev. 87, S. 478, 1920. Ref. Elektrot. Ztschr. 41, 43, S. 857, 1920. New York Radio Central Station.

— ebenda S. 7. Thousand Word a Minute World Wide Radio Station.

— ebenda 8, S. 7, Oct. 1920. Wide Expansion of Transocean Wireless.

— ebenda S. 8. Dual System of Radio on Pacific Ships.
Big Companies agree on Expansion of Radio.

— ebenda S. 9. Radio Message Circles the Earth.

Wood, A. H., ebenda 7, S. 27, Sept. 1920. A Laboratory Radiophone.

Bücherbesprechungen.

Dr. Albert Neuburger, Von Morse bis Marconi. 241 Seiten. Verlag Ullstein & Co. Preis in Pappband gebunden M. 18.—

Der als Popularisator bekannte Verfasser beginnt diese kurz gehaltene Geschichte mit Sömmering und seinen Vorläufern und endigt mit einem Ausblick auf die Zukunftsaussichten der modernen Funkentelegraphie. Das Buch, das nicht frei ist von Ungenauigkeiten in der Darstellung, hat seinen Zweck, einen größeren Leserkreis den technischen und wirtschaftlichen Wettkampf der drahtlosen Industrie ohne die technischen Einzelheiten zu schildern, erreicht. Das Buch hat seinen Wert als populäres Propagandamaterial für die Funkentelegraphie, nicht aber als wissenschaftlicher Beitrag zur Geschichte der Hochfrequenztechnik. Faßbender.

Arthur Haas, Das Naturbild der neuen Physik. 114 Seiten mit 6 Figuren im Text. Verlag der Vereinigung wissenschaftlicher Verleger Walther de Gruyter & Co. Berlin und Leipzig 1920. Preis geheftet M. 13.—

Bas Buch stellt eine Reihe von Vorträgen dar, die zunächst im Winter 1919/20 vor Laien in der Wiener Urania gehalten wurden und dann noch-

mals im Sommer-Semester 1920 in einer für Hörer aller Fakultäten bestimmten Vorlesung an der Leipziger Universität.

In diesen Vorlesungen sollte das Naturbild der modernen Physik in möglichst leicht verständlicher Weise und ohne alle mathematische Formeln geschildert werden. Dabei ist aber wissenschaftliche Strenge gewahrt geblieben. In einem ersten Aufsatz ist die elektromagnetische Theorie des Lichts behandelt, in einem zweiten die Molekularstatistik, in einem dritten die Elektronentheorie, in einem vierten die Relativitätstheorie und endlich in einem letzten die Quantentheorie. Eine chronologische Übersicht und ein Namenverzeichnis bilden den Schluß des Büchleins, das gerade unter den Wissenschaftlern und Ingenieuren, die keine Zeit haben, sich mit den neuesten Erfolgen der theoretischen Physik eingehend zu beschäftigen, viele Leser finden wird. Faßbender.

B. Jacobi, Elektromotorische Antriebe, für die Praxis bearbeitet. Band XV von Oldenbourgs Technischer Handbibliothek. 312 Seiten mit 146 Figuren. München und Berlin 1920. Preis gebunden M. 22.—

„Das Buch soll nicht nur dem maschinentechnisch gebildeten Besitzer elektrischer Anlagen, Betriebsingenieur oder Werkführer, der eine vorhandene Anlage zu erweitern hat, oder eine neue zu projektieren gezwungen ist, ein Ratgeber hauptsächlich auf elektrotechnischem Gebiete sein, der ihn instandsetzt, sich der Fülle des Vorhandenen das für seinen Betrieb passende auszuwählen, sondern es soll auch den jüngeren Elektroingenieuren sowie Montageinspektoren und Monteuren ermöglichen, sich über seltener vorkommende und daher weniger geläufige Fälle rasch zu informieren."

Aus diesen Worten des Vorworts der ersten Auflage geht das Ziel, das sich der Autor gesteckt hat, hervor. Inzwischen hat das Buch seinen Leserkreis gefunden und konnte in vielen Punkten ergänzt und neu bearbeitet herausgegeben werden.

Von den behandelten Kapiteln seien nur die wichtigsten erwähnt: Die Motoren, ihre Eigenschaften und ihr Anwendungsgebiet; Bauart der Motoren; Anlaßmethoden; Bremsung; Regelung und Konstanthalten der Drehzahlen; Antrieb durch zwei Motore; Kraftübertragung vom Motor zur Arbeitsmaschine; Beispiele für Berechnungen.

Das Buch bringt auch für den Nicht-Spezialisten des Elektromaschinenbau eine Fülle von Wissenswerten. Faßbender.

Kurze Mitteilungen.

(Beiträge aus dem Leserkreise erbeten.)

Amerikanische Peilstationen. Das Hydrographische Amt der Marine der Vereinigten Staaten gibt auf der Lotsenkarte des Nord-Atlantik für Februar 1921 bekannt, daß eine große Anzahl von Radiostationen mit Richtungsempfangsanlagen ausgerüstet sind und für Zwecke der Handelsschiffahrt dauernd betriebsklar sind. Die Einpeilung erfolgt auf der 800 m-Welle und geschieht vorläufig kostenlos. Diese Stationen sind an der Küste des Atlantischen Ozeans und des Golfes:

Name der Peilstatioa	F. T. Name	Lage	
		Länge	Breite
Bar Harbor, Me.	NBD	44° 18′ 36″ N	68° 11′ 27″ W
Gloucester, Mass.	NAD	42° 35′ 19″ N	70° 41′ 08″ W
Deer Island, Mass.	NAD	42° 21′ 15″ N	70° 57′ 30″ W
Cape Cod, Mass.	NAE	42° 02′ 58″ N	70° 04′ 32″ W
Chatham, Mass.	NXA	41° 42′ 49″ N	69° 57′ 53″ W
Surfside, Nantucket, Mass.	NBS	41° 14′ 42″ N	70° 05′ 56″ W
Price's Neck, R. J.	NAF	41° 27′ 06″ N	71° 20′ 15″ W
Montauk, L. J.	NAH	41° 03′ 09″ N	71° 57′ 27″ W
Fire Island, N. Y.	NAH	40° 38′ 07″ N	73° 12′ 32″ W
Sandy Hook, N. J.	NAH	40° 28′ 12″ N	74° 01′ 06″ W
Mantoloking, N. J.	NAH	40° 01′ 30″ N	74° 03′ 10″ W
Cape May, N. J.	NSD	38° 56′ 41″ N	74° 53′ 10″ W
Bethany Beach, Del.	NSD	38° 32′ 45″ N	75° 03′ 21″ W
Hog Island, Va	NCZ	37° 22′ 36″ N	75° 42′ 37″ W
Cape Henry, Va	NCZ	36° 55′ 16″ N	75° 59′ 51″ W
Cape Hatteras, N. C.	NDW	35° 14′ 22″ N	75° 31′ 42″ W
Cape Lookout, N. C.	NAN	34° 36′ 13″ N	76° 32′ 15″ W
North Island, S. C.	NZW	33° 13′ 21″ N	79° 11′ 06″ W
Morris Island, S. C.	NAO	32° 41′ 36″ N	79° 53′ 17″ W
Pass A Loutre, La.	NBX	29° 11′ 24″ N	89° 02′ 26″ W
Burwood, La.	NBX	28° 57′ 27″ N	89° 23′ 10″ W
Grand Isle, La.	NLI	29° 13′ 52″ N	89° 59′ 46″ W

Wenn zwei oder mehr Radio-Peilstationen denselben F. T. Namen haben, so bedeutet das, daß sie mittels gewöhnlichen Telegraphen verbunden sind und unter der Kontrolle einer Funk-Leitstelle arbeiten, deren F. T. Name der angegebene ist. Wenn Peilungen angefordert werden, gibt die Funk-Leitstelle eine Peilung von jeder der ihr unterstellten Stationen an das Schiff weiter.

An der Westküste liegen diese Stationen hauptsächlich in der Nähe von San Francisco:

Name der Peilstation	F. T. Name	Lage	
		Breite	Länge
Eureka, Calif.	NPW	40° 41′ 47″ N	124° 16′ 29″ W
Einfahrt von San Francisco:			
Point Reyes, Calif.	NLG	38° 02′ 31″ N	122° 59′ 30″ W
Bird Island, Calif.	NLD	37° 49′ 24″ N	122° 32′ 14″ W
Point Montara, Calif.	NLH	37° 32′ 04″ N	122° 31′ 06″ W
Farallon Island, Calif.	NPI	37° 42′ 00″ N	123° 00′ 00″ W

Bei der Einfahrt von San Francisco wird nur die letztgenannte Station: Farallon Island angerufen, diese hat die Funkleitung und übermittelt dem Schiff auch die Peilungen der anderen Stationen.

Im Anschluß hieran wird eine Anweisung gegeben, um bei großen Entfernungen (über 100 km) die bei Eintragung der Peilungen in Karten

mit Merkator-Projektion auftretenden Fehler des Schiffortes zu korrigieren, da jede Peilstation mit dem Schiff auf dem größten Kreise liegen muß.

Deutscher Physiker-Tag in Jena. Einladung. In der Woche vom 19.—24. September findet in Jena, an Stelle der in diesem Jahr ausfallenden Naturforscherversammlung, eine gemeinsame Tagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft und der Deutschen Gesellschaft für Technische Physik statt. Anmeldungen zu Vorträgen bitten wir möglichst vor dem 1. Juli an den Vorsitzenden des Ortsausschusses Professor M. Wien, Physikalisches Institut, Jena, Am Landgrafen 10, mit dem Vermerk: Deutscher Physiker-Tag (D. Ph. T.) zu richten.

Gleichzeitig wird die Deutsche Mathematikervereinigung und die Fachgemeinschaft Deutscher Hochschullehrer der Physik in Jena tagen, unmittelbar vorher die Bunsengesellschaft und die Helmholtzgesellschaft.

Das Programm und sonstige Angaben über die Tagung werden im Juli bekannt gegeben.

Der Vorstand der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Der Vorstand der Deutschen Gesellschaft für Technische Physik.

Der Jenaer Ortsausschuß.

27. Tagung des Verbandes Deutscher Elektrotechniker. Für den Hochfrequenztechniker schien die Ankündigung von Interesse, daß Herr Dr.-Ing. Friedr. Wilh. Mayer-Milwaukee einen Vortrag über die Einführung der Elektronenröhre in die Starkstromtechnik in Amerika halten werde. Der Vortragende beschränkte sich darauf, die Aufgaben dieses Gebietes kurz zu streifen, ohne sachliches Material zu bringen.

Persönliches. Als Privatdozent für Technische Elektronik wurde an der Technischen Hochschule in Braunschweig Dr.-Ing. Friedr. Wilh. Mayer zugelassen.

Prof. Dr. O. Martienssen, Privatdozent an der Universität Kiel, wurde ein Lehrauftrag auf dem Gebiet der technischen Physik erteilt.

7 DAY USE

RETURN TO DESK FROM WHICH BORROWED

This publication is due on the LAST DATE and HOUR stamped below.

JAN 3 0 1965	

